PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1908. Redaktionsschluß für No. 6 am 1. März 1908. 9. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

W. Lohmann, Der Zeeman-Effekt der Heliumlinien. S. 145.

R. W. Wood, Anomale magnetische Rotationsdispersion des Neodyms. S. 148.

K. v. Wesendonk, Über das Swansche Spektrum. S. 151.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa:
No. 37: A. Battelli, Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz. V. S. 154.
No. 38: A. Battelli u. L. Magri, Die Entladung in Spulen mit Eisenkern. S. 156.

Chr. Ries, Lichtempfindlichkeit des Selens. S. 164.

E. Bose u. F. Conrat, Über die Viskositäts-Anomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten. S. 169.

Besprechungen:

E. Sommerfeldt, Physikalische Kristallographie. S. 173.

R. Lüpke, Grundzüge der Elektrochemie auf experimenteller Basis. S. 174.

A. E. H. Love, Lehrbuch der Elastizität. S. 174.

H. Woods, Äther. S. 174.

F. Auerbach, Das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung. S. 175.

H. A. Lorentz, Lehrbuch der Physik. S. 175.

H. A. Lorentz, Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung. S. 175.

Frick's physikalische Technik. II 1. S. 175.

L. Graetz, Die Elektrizität. S. 175.

G. C. Schmidt, Die Kathodenstrahlen. S. 176.

O. Dziobek, Die Grundlagen der Mechanik. S. 176.

E. Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. S. 176.

Berichtigung. S. 176.

Tagesereignisse. S. 176.

Personalien. S. 176.

Gesuche. S. 176.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Der Zeeman-Effekt der Heliumlinien.

Von W. Lohmann.

Die neueren Untersuchungen über das Zeeman-Phänomen[1]) haben eine Reihe von merkwürdigen Ergebnissen geliefert und eigenartige Beziehungen aufgedeckt.

Die vorliegende Arbeit bezweckt, eine eigentümliche Vermutung betreffs des magnetischen Verhaltens der Heliumlinien zu klären.

Ich hatte bereits früher[1]) nachgewiesen, daß bei der Untersuchung im Stufengitter $\left(\text{Auflösungsvermögen } \frac{\lambda}{\delta\lambda} = 345\,000 \text{ für } D_1\right)$ bis zu 20000 Gauß Feldstärke die Hauptlinien des sichtbaren Spektrums in Tripletts zerfallen, welche sämtlich ungefähr die gleiche Trennung aufweisen. Eine nähere Betrachtung der Resultate zeigt, daß dieser Trennung gerade jenes Fundamentaltriplett zugrunde liegen wird, auf welches sich die Rungesche Regel bei den komplizierten Erscheinungen des Zeeman-Phänomens stützt.

Die frühere Versuchsanordnung, Stellung des Stromfadens der Heliumröhre parallel zum Kollimatorspalt des Stufengitters, welche den Zweck verfolgt, möglichst homogene und starke Magnetfelder zu erzielen, hatte den Nachteil, daß die Entladung an die Röhrenwand gedrängt wurde, und daß infolge der Erhitzung des Heliums eine Verbreiterung der Linien eintrat, welche sich beim Ausmessen der Platten durch starke Abweichung der Ergebnisse voneinander bemerkbar machte. Da nunmehr auf die Stärke der Magnetfelder kein

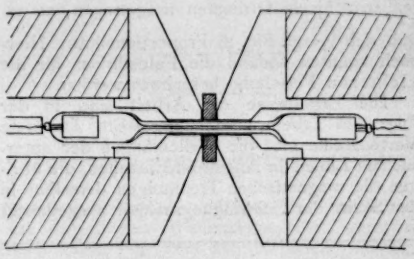


Fig. 1.

Wert mehr gelegt zu werden brauchte, war es möglich, durch Einfügung der Heliumröhre (Plückerform mit *Al*-Zylinderelektroden) in den Magneten, den Stromfaden parallel den Kraftlinien übertreten zu lassen und dadurch eine größere Schärfe der Linien zu erhalten.

Besonders angefertigte, passend durchbohrte und längs der Zeichenebene zerschnittene Vorsatzstücke (s. Fig. 1) nehmen die Heliumröhre

1) W. Miller, Ann. d. Phys. **24**. 105—136, 1907; W. Lohmann, Inaug.-Diss. Halle a. S., 1907; s. auch Zeitschr. f. wissenschaftl. Photographie, 1908; C. Runge, diese Zeitschr. **8**, 232—237, 1907.

auf, deren Stromzuleitung durch die Durchbohrung des Magnetkerns geschieht. Zum Konstanthalten des Polabstandes und zum Zusammenhalten der einzelnen Vorsatzstücke diente eine in der Richtung auf den Spalt ausgebohrte Messingplatte. Für die Aufnahme der schwächeren sichtbaren Heliumlinien ($\lambda = 7065$, 5048 und 4388) verwendete ich ein Paar kleinerer Polschuhe ähnlicher Art, da nur einige kleinere der verfügbaren Heliumröhren diese Wellenlängen lichtstark genug gaben.

Zum sicheren Nachweis der Gleichheit oder Ungleichheit der Zerlegungen der Heliumlinien machte ich die Aufnahmen für eine Anzahl derselben stets bei konstant gehaltener Feldstärke und unter vollkommen unveränderten Bedingungen. Fehler durch nicht zutreffende Magnetfeldbestimmungen werden dadurch ausgeschaltet. Auf die absoluten Feldstärken für die einzelnen Beobachtungsreihen könnte man aus der Trennung von Linien bekannten magnetischen Verhaltens Rückschlüsse ziehen. Jedoch ist bei der gegebenen Anordnung und der optischen Verwendbarkeit des Stufengitters diese Bestimmung sehr erschwert. Es ist daher das geeignetste, die Magnetfelder auch hier direkt zu bestimmen, was ich nach Entfernung der Spektralröhre und achtsamer Wiederzusammensetzung der Polschuhe in früher dargestellter Weise ausführte. Die Feldstärken wurden nur für die größeren Polschuhe gemessen. Wurden diese, unten in der Tabelle angegebenen Feldstärken als Abszissen, die dazugehörigen Mittelwerte der Trennungen $\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}\cdot\mathrm{cm}^{-1}\right)$ als Ordinaten aufgetragen, so ergab sich (vergl. Fig. 2) Proportionalität. Hiernach konnten sodann die Feldstärken für die kleineren Polschuhe berechnet werden.

Die Ergebnisse der Arbeit sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die erste Vertikalreihe gibt die Wellenlängen der untersuchten Linien in Ångström-Einheiten, die übrigen die magnetischen Trennungen derselben in der Skala der Schwingungszahlen ausgedrückt

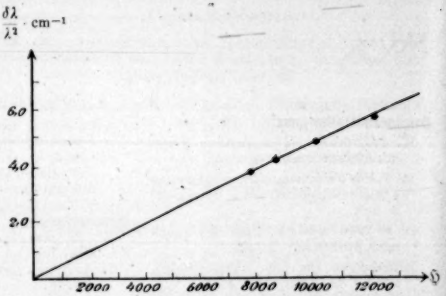


Fig. 2.

als $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$. (Abstand der Außenkomponenten der Tripletts von der Mittellinie.) Jede Reihe entspricht einer bestimmten Feldstärke, die am Kopf der Kolumne steht. Bei manchen Linien sind mehrfache Aufnahmen gemacht, deren Mittelwert angegeben ist. Die Abweichung vom Mittel ist gering und beträgt nie mehr als $+0{,}03$.

Der [?] Wert ist bei der Mittelbildung vernachlässigt. Die Expositionszeiten wechselten von 15 Minuten bis zu $2\,^1/_2$ Stunden. Die schwächeren Linien ($\lambda = 7065$, 5048 und 4388) waren für das Auge kaum sichtbar. Die qualitativen Zerlegungen von $\lambda = 7065$ und 4388, welche ich in meiner Dissertation noch nicht behandelt habe, sind natürlich auch Triplettrennungen.

Die Tabelle läßt die Ergebnisse klar hervortreten. Es finden die bereits ausgesprochenen Vermutungen ihre Bestätigung. Alle untersuchten Heliumlinien zeigen bei der gleichen Feldstärke die gleiche Trennung in der Skala der Schwingungszahlen. Für die gelbe Heliumlinie ($\lambda = 5876$) ist, wie auch früher, die Trennung mitunter etwas kleiner gefunden, aber hier treten ja die Störungen durch die komplexe Struktur stark hervor. In quantitativer Hinsicht entspricht bei Berücksichtigung der Magnetfeldbestimmungen von

λ	7874	8201	8817	9920	10060	10778	12170	$\mathfrak{H}$ (Gauß) bestimmt / berechnet
7065		3,88				5,09		
6678	3,72		4,11	4,68	4,73		5,67	
5876		3,84		4,67		5,04		
5048						5,09		
5016	3,725	3,87	4,12	4,68	4,74	5,08	5,71	$\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$
4922	3,72		4,10	4,61	4,73		5,68	
4713	3,755		4,11	4,67	[4,85?]		5,68	
4472	3,76		4,15	4,66	4,75		5,67	
4388				4,67				
Mittel:	3,74	3,86	4,12	4,67	4,735	5,075	5,68	

Frl. Stettenheimer[1]) die gemeinsame Trennung der Heliumlinien tatsächlich dem Normalabstande (a), welcher der Rungeschen Regel zugrunde liegt ($a = 4{,}74$).

Das Ergebnis überrascht im Gegensatz zu der wohlgeordneten Kompliziertheit der Sternlinien durch die auffallende Einfachheit der Beziehungen. Hier erfüllt sich zum ersten Male das, was Lorentz und Zeeman auf Grund der Elektronentheorie erwartet und vorausgesagt hatten — gleiche magnetische Zerlegung für alle Wellenlängen — mit der Modifikation allerdings, daß die Trennungen in der Skala der Schwingungszahlen gegeben sind. Auf das abweichende Verhalten der Trabanten im Heliumspektrum werde ich weiter unten zu sprechen kommen.

Das erstaunlich einfache Resultat befestigt die Ansicht von der Ausnahmestellung des Heliums unter den Elementen. Der Aufbau der emittierenden Heliumatome muß angesichts der gefundenen Tatsache für alle Wellenlängen ein entsprechender sein. Und daß gerade als Trennung das Fundamentaltriplett, jener Normaltypus des Zeeman-Phänomens, vorliegt, das deutet an, daß wir es in den Heliumatomen mit jenen Gebilden zu tun haben, welchen der normalste, vielleicht einfachste Bau unter den emittierenden Atomen aller Elemente zukommt. Unter den obwaltenden Umständen sind erfolgreiche Untersuchungen des Doppler-Effektes in den Heliumkanalstrahlen von großem Werte. Die Angaben von Stark[2]) über die maximale Verschiebung beim Doppler-Effekt von *He* $\lambda = 5876$ und 4472 erscheinen mir zunächst noch nicht verwertbar.

Eine bemerkenswerte Beleuchtung erfährt durch die Ergebnisse das magnetische Verhalten der Serienlinien. Miller hat an der Hand von Untersuchungen über den Zeeman-Effekt klar gelegt, daß die Prestonsche Regel in der ersten Nebenserie von *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Zn*, *Cd* und *Hg* nicht in der Gesamtheit der Fälle, sondern nur vereinzelt gilt. Beim Helium zeigt sich, daß hier die Serieneinteilung, falls sie noch aufrecht erhalten werden kann, in recht eigenartiger Beziehung zum Zeeman-Effekt steht. Die untersuchten Linien enthalten Vertreter aller sechs von Runge und Paschen aufgestellten Serien. Es tritt nicht das gewöhnliche komplizierte Verhalten der Serienlinien auf, sondern es ergibt sich für alle Serien gemeinsam der Grundtypus des Zeeman-Phänomens.

Vermittels direkter Okularbeobachtung und auf Grund der Erscheinungen im magnetischen Felde war es mir früher gelungen, die komplexe Struktur der gelben Heliumlinie ($\lambda =$ 5875,618) nachzuweisen und zu zeigen, daß außer dem schon längst bekannten Haupttrabanten ($\lambda = 5875{,}965$) sich der Hauptlinie ein Trabant mit etwas größerer Wellenlänge dicht anschließt. Für diesen Trabanten wie auch für den Haupttrabanten hatten sich eigentümliche Trennungen im Magnetfelde ergaben. Vermöge der jetzt so sehr verbesserten Lichtquelle bin ich in den Stand gesetzt, die damaligen Beobachtungen in einfacherer Weise zu deuten.

Als Trennung des Haupttrabanten hatte ich ein Oktett vermutet, von dem sieben Komponenten sicher festgestellt waren und auch jetzt wieder beobachtet wurden. Nur scheint die siebente Komponente, welche der fehlenden achten entsprach, nicht dem Haupttrabanten anzugehören. In der Tat trennen sich die früher beschriebenen inneren Dupletts (vergl. Diss. S. 36—37) nicht symmetrisch zur ursprünglichen Wellenlänge. Die Trennung der Komponente kleinerer (—) Wellenlänge ist bedeutend größer. Es tritt, wie ich jetzt feststellen konnte, nur eine eben merkliche Verschiebung der ungestörten Linie nach der Seite der größeren (+) Wellenlängen ein und zwar trifft dies Verhalten für beide Arten der polarisierten Strahlen zu. Als Trennung im Magnetfelde erhalte ich also für den Haupttrabanten ein Sextett statt des früher vermuteten Oktetts, ein parallel und ein gleiches senkrecht schwingendes Triplett von Komponenten, die mit dem Fundamentaltriplett der übrigen Heliumlinien genau quantitativ gleiche Trennung haben. Dabei ist hervorzuheben, daß die unsymmetrische Intensitätsverteilung der Komponenten, wie sie die Fig. 3 wiedergibt, auffällt

Fig. 3.

und vor allem die erwähnte (+) Verschiebung der ungestörten Wellenlänge, die, wenn sie auch nicht beträchtlich, so doch immerhin merklich ist. Eine sichere Erklärung hierfür habe ich noch nicht gefunden, wohl aber möchte ich mit Vorbehalt die Bemerkung einflechten, daß mir sehr oft auch dieser Haupttrabant komplex (aus 2 verschiedenen Trabanten) zusammengesetzt erschien, ohne daß ich aus Mangel an erhärtenden Belegen die Beobachtung auszusprechen wagte. Eine Selbstumkehr kann, nach dem Zeeman-Phänomen zu urteilen, nicht angenommen werden. Auch über die beobachtete siebente Komponente, die sehr schwach ist, kann vorläufig nichts Bestimmtes

1) Ann. d. Phys. **24**, 384—396, 1907.
2) Diese Zeitschr. **8**, 397—402, 1907.

ausgesagt werden. Ob etwa ein Geist vorliegt oder eine andere Deutung möglich ist, muß dahingestellt bleiben. Jedenfalls gehört sie nicht der obigen Zerlegung an.

Etwas ganz Ähnliches wie beim Haupttrabanten liegt beim Nebentrabanten der Hauptlinie vor. Auch hier erscheint die ursprüngliche Wellenlänge im Magnetfelde etwas (+) seitwärts gerückt. Dadurch war ich verleitet, bei den parallelen Schwingungen ein Mitteldublett anzunehmen, dessen (—) Komponente von der Mittelkomponente des Haupttripletts ($\lambda = 5875{,}618$) verdeckt wird. Dieses vermutete Mitteldublett, von dem ich nur eine Komponente tatsächlich sah, besteht also lediglich aus dieser einen, aber etwas (+) verschobenen Komponente. Die Trennung des der Hauptlinie eng anliegenden Trabanten ergibt sich also auch als Sextett, welches bis auf die Intensitäten (Fig. 4) dem Sextett des Haupttrabanten gleich gebaut ist.

Fig. 4.

Ein zweites seltsames Resultat stellt sich also in diesen Zerlegungen vor. Die magnetischen Trennungen des Haupt- und Nebentrabanten von $\lambda = 5876$ bestehen aus 6 Komponenten, einem parallel und einem gleichen senkrecht schwingenden Triplett, deren Trennungen genau dem Fundamentaltriplett der Hauptlinie entsprechen. Die Einheitlichkeit der Zerlegungen der Heliumlinien ist hiermit in gewisser Weise aufrecht erhalten.

Es ist interessant, daß die qualitativ gleichen Zerlegungen der gelben Hauptlinien von *He* ($\lambda = 5876$), *Ne* ($\lambda = 5853$) und *Kr* ($\lambda = 5871$) sich wahrscheinlich auch quantitativ gleich verhalten. Für *He* und *Ne* ist das festgestellt (vergl. Diss. S. 58); der von mir gefundene Wert beim *Kr* ist vermutlich zu hoch bemessen, da die einzige photographische Aufnahme der Linie, welche ich erhalten konnte, sehr schwach und dürftig ausgefallen und selbst mit einem nur schwach vergrößernden Mikroskop nicht ausmeßbar war.

Zum Schluß habe ich den Trabanten der blauen Heliumlinie ($\lambda = 4713$) noch mehrmals ohne Magnetfeld aufgenommen und den Abstand von der Hauptlinie zu 0,233 A.E. bestimmt, welchen Runge und Paschen zu 0,224 A.E. gefunden hatten.

Großen Dank schulde ich für diese Untersuchungen dem Direktor des physikalischen Instituts Herrn Geheimrat Prof. Dr. Dorn, der die Arbeiten mit dem größten Interesse förderte und mir in zuvorkommendster Weise die Apparate des Instituts zur Verfügung stellte. Auch Herrn Prof. Dr. Stark bin ich für seine liebenswürdigen Ratschläge zu bestem Danke verpflichtet.

Halle a. S., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 7. Januar 1908.)

Anomale magnetische Rotationsdispersion des Neodyms.

Von R. W. Wood.

Es ist viel darüber diskutiert worden, ob in der Nachbarschaft der Absorptionsbanden der seltenen Erden anomale Dispersion der Rotationspolarisation auftritt. Durch die Arbeiten von Bates und durch meine eigenen scheint über allen Zweifel hinaus der Beweis erbracht zu sein, daß die Anilinfarbstoffe die Erscheinung nicht zeigen, wie von Schmauß behauptet worden war, der Kurven veröffentlichte, welche anscheinend sehr ausgeprägte Anomalien an den Absorptionsbanden zeigten. Schmauß untersuchte auch die magnetische Drehung von Lösungen der seltenen Erden [1]) und fand in allen Fällen eine abnorme Zunahme der Drehung auf der roten Seite der Banden und eine abnorme Abnahme auf der blauen Seite, wie bei der gewöhnlichen anomalen Dispersion. Bates war nicht imstande, irgendwelche Anomalien zu finden, dagegen schien eine von mir vorgenommene Untersuchung einer Lösung von Praseodym wenigstens in gewissem Grade die Ergebnisse von Schmauß zu bestätigen. [2])

Wie ich in meiner früheren Arbeit betont habe, war es wegen der großen experimentellen Schwierigkeiten schwer, Ergebnisse zu erlangen, zu denen man absolutes Vertrauen haben konnte. Ich hatte kein Präzisionspolarimeter und war genötigt, nur mit einem Paar Nicols zu arbeiten und die Drehung der Polarisationsebene nach der Auslöschungsmethode zu bestimmen.

Könnte man mit Drehungen von hinreichender Größe arbeiten, so daß man eine dunkle Bande im Spektrum des durchgelassenen Lichtes zu erhalten vermöchte, so könnte man die Ergebnisse für zuverlässig erachten. Das ist mir nun endlich gelungen. Zu meiner großen Überraschung ist jedoch bei der einen Bande, welche ich sorgfältig untersucht habe, die Anomalie dieselbe wie bei Natriumdampf; das heißt, die

1) Ann. d. Phys. (4) **10**, 853, 1903.
2) Phil. Mag., Mai 1905; diese Zeitschr. **6**, 416, 1905.

Drehung wächst sehr schnell, wenn man sich der Absorptionsbande von der Seite der kurzen Wellenlänge her nähert. Es hat sich als möglich erwiesen, die Nicols auf Auslöschung einzustellen und das Wiederauftreten des Lichtes in der Nähe der Absorptionsbande durch Erregung des Magnets zu bewirken, wie das so schön mit dem nichtleuchtenden Dampfe von metallischem Natrium sich machen läßt.[1]) Das ist ein positiver Beweis dafür, daß die Erscheinung besteht, und es ist mir sogar gelungen, das Spektrum des wiederauftretenden Lichtes zu photographieren.

Das Neodymnitrat wurde in Gestalt einer festen amorphen und isotropen Schicht hergestellt, die zwischen zwei sehr dünne Deckgläser gepreßt wurde. Das Nitrat wurde aus dem Ammoniumdoppelsalz durch Ausfällen mit Oxalsäure, Glühen und Behandlung mit Salpetersäure bereitet.

Das säurefrei gemachte Nitrat wurde bis zur Konsistenz von Sirup eingekocht; in diesem Zustand erstarrt ein auf einen Glasstreifen gebrachter Tropfen augenblicklich ohne Kristallisation zu einer glasartigen Perle, eine Tatsache, welche Anderson im Verlauf seiner Untersuchungen über die Absorptionsspektren der seltenen Erden gefunden hat. Ich stellte aus dieser Substanz zwischen erwärmten Glasplatten ein Prisma von ca. 40^0 her und habe damit die anomale Dispersion an der Absorptionsbande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. entdeckt, wozu ich mit Lösungen, selbst mit kompensierten Prismen, nie imstande gewesen bin.

Die Schichten sind durchaus nicht schwer herzustellen. Man erwärmt die Deckgläschen und preßt einen kleinen Tropfen der geschmolzenen Substanz zwischen ihnen aus. Wenn Kristallisation eintritt, so ist das ein Zeichen dafür, daß die Lösung nicht genügend eingekocht worden ist. Ich verwandte Schichtdicken von 0,1 bis 0,5 mm und erhielt die besten Ergebnisse bei mäßiger Dicke.

Ich ließ das Licht einer Bogenlampe durch ein Nicol und die Kerne eines großen Ruhmkorffschen Magnets, zwischen dessen Polen die Schicht angebracht war, dann durch ein zweites Nicol gehen, und konzentrierte es danach auf den Spalt eines Spektroskops. Die Nicols wurden auf Auslöschung eingestellt, was bis auf ein Zehntel Grad genau geschehen konnte; dann wurde der Magnet erregt. Sofort erfolgte ein Wiedererscheinen des Lichtes bei den dicksten Schichten über das ganze Spektrum hin, doch war die Intensität am größten in der Nähe der Absorptionsbande. Bei dünneren Schichten war das Wiedererscheinen auf die unmittelbare Nachbarschaft der Bande begrenzt, und eine helle und sehr schmale Linie leuchtete hervor, die genau mit dem Zentrum der Absorptionsbande zusammenfiel und auf jeder Seite schwächere Banden aufwies (siehe Fig. 1). Der Sinn der Drehung war dem der von einer zwischen die Magnetpole gestellten Glasplatte hervorgebrachten entgegengesetzt und ihr Betrag ungefähr viermal so groß. Ich kam

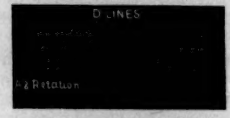


Fig. 1.

sogleich auf den Gedanken, daß man das, was wir die Drehung der Substanz als Ganzes (das heißt die Drehung durch die ultraroten und die ultravioletten Elektronen) nennen können, durch Anwendung von Glasplatten der erforderlichen Dicke praktisch kompensieren könnte, so daß nur ein Effekt zurückblieb, der einzig und allein von den Absorptionsbanden herrührte, welche in die Grenzen des sichtbaren Spektrums hineinfielen. Diese Methode wurde auch in einem Teile der Arbeit mit Erfolg angewandt, obschon ihre Anwendung anscheinend keine besonderen Vorteile bot.

Wenn die Nicols auf Auslöschung eingestellt sind, und das Licht im Elektroskop durch Erregung des Magnets wieder hergestellt wird, so tritt bekanntlich im roten Ende des Spektrums eine dunkle Bande auf und bewegt sich nach dem Violett zu, wenn man den Analysator in dem Sinne dreht, in welchem die Drehung der Polarisationsebene erfolgt ist. Das bedeutet natürlich, daß die Drehung mit abnehmender Wellenlänge wächst. Bei der Neodymschicht erwies sich das Gegenteil als zutreffend, denn die Bande bewegte sich vom Blau auf das Gelb zu, bis sie in die Absorptionsbande hineingetrieben wurde und sich verlor, ein Zeichen dafür, daß die Drehung auf der kurzwelligen Seite der Bande abnorm groß ist, gerade wie beim Natriumdampf. Auf der roten Seite war kein sehr ausgeprägter Effekt zu sehen.

Wir wollen nun einige der Effekte, welche an Schichten von verschiedener Dicke zu sehen sind, im einzelnen untersuchen.

Die zu besprechenden Erscheinungen treten bei der Absorptionsbande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. auf, und da das Aussehen der Bande von dem, welches die Lösungen des Salzes zeigen, ein wenig verschieden ist, so

1) Macaluso e Corbino, Lincei Rendic. (5) **7**, 293 — Wood, Magnetic Rotation of Sodium Vapor, Phil. Mag., Okt. 1905 sowie 1907.

schien es am besten, sie zu photographieren. Ich preßte eine Schicht zwischen zwei Glasplatten in Gestalt eines sehr spitzen Prismas. Wenn ich dieses vor einen mit weißem Licht beleuchteten Spektrographen brachte, so lieferte es eine Photographie, welche die tatsächliche Gestalt der Absorptionskurve zeigte. Wie man sieht (vgl. Fig. 1), ist die Absorptionsbande doppelt und besteht aus einer stärkeren mit dem Mittelpunkt bei 5790 Å.-E. und einer schwächeren dicht daneben auf der blauen Seite. Ein Baryum-Eisenbogen wurde als Vergleichsspektrum auf derselben Platte aufgenommen.

Wenn man eine sehr dünne Schicht zwischen die Magnetpole bringt und den Strom schließt, so ist das Wiederauftreten des Lichtes nur in der unmittelbaren Nachbarschaft der Absorptionsbande wahrnehmbar. Eine helle und ziemlich enge (ungefähr 12 Å.-E. breite) Bande erscheint genau im Mittelpunkt der Absorptionsbande, das heißt bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. Auf ihrer blauen Seite erscheint eine schwächere und breitere Bande mitten zwischen den beiden Absorptionsbanden, während noch weiter hin noch eine andere mit der schwächeren der beiden Absorptionsbanden zusammenfallende Bande vorhanden ist.

Ich habe von diesem „magnetischen Spektrum" eine photographische Aufnahme gemacht, doch ist deren Maßstab zu klein, um eine gute Wiedergabe zu gestatten. Ich habe deshalb nach ihr eine genaue Zeichnung im selben Maßstabe wie das Absorptionsspektrum angefertigt.

Der Polarisationszustand in diesem magnetischen Spektrum scheint höchst eigentümlich zu sein. Wenn der Analysator um einen oder zwei Grad in der Richtung gedreht wird, in welcher die Drehung erfolgt ist, so bewegt sich die helle Bande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. deutlich nach dem Blau hin, während eine Drehung des Nicols im entgegengesetzten Sinne eine Wanderung gegen das Rot hin veranlaßt.

Wenn wir dieses Verhalten der Bande durch die Annahme einer gewissen Verteilung geradlinig polarisierten Lichtes in ihr zu erklären versuchen, so finden wir, daß wir im Mittelpunkte der Bande eine Diskontinuität in der Lage der Polarisationsebene haben. Mir scheint die Sachlage wahrscheinlicher so zu sein, wie in Fig. 2 dargestellt, so nämlich, daß die Polarisation im Mittelpunkte der Bande zirkular ist, und zu beiden Seiten der Bande durch elliptische Polarisation hindurch in (entgegengesetzt geneigte) geradlinige Polarisation übergeht. Das bedeutet natürlich, daß die beiden zirkularen Komponenten der geradlinigen Schwingung, welche infolge ihrer ungleichen Geschwindigkeit in dem magnetisierten Medium die Drehung

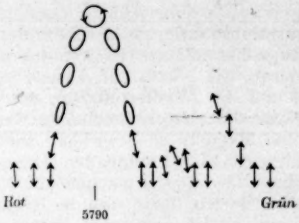


Fig. 2.

der Polarisationsebene hervorbringen, verschieden stark absorbiert werden, eine Erscheinung, welche Cotton an natürlich aktiven Körpern beobachtet hat.

Auf Grund einer sehr sorgfältigen Untersuchung des Spektrums und des Verschiebungssinnes der dunklen und hellen Zonen in diesem neige ich dazu, die Drehungen so aufzufassen, wie es Fig. 2 darstellt, wenn die einfallenden Schwingungen vertikal sind.

Mit einer dickeren Schicht kann man im Grün sehr starke anomale Drehung beobachten. Nach der Wiedererregung des Lichtes durch das Magnetfeld bewegt sich, wenn der Analysator in dem Sinne gedreht wird, in welchem die Polarisationsebene gedreht worden ist, eine breite dunkle Bande aus dem blaugrünen Spektralgebiet auf die Absorptionsbande im Gelb zu und wird enger, während sie entlang schreitet, bis sie in dem Augenblick, wo sie die Kante der Absorptionsbande erreicht, so eng ist, daß sie kaum noch sichtbar ist. Das ist natürlich ein Zeichen dafür, daß die Kurve der magnetischen Drehung bei Annäherung an die Absorptionsbande von der blauen Seite her sehr steil wird, genau wie beim Natriumdampf (siehe Fig. 3).

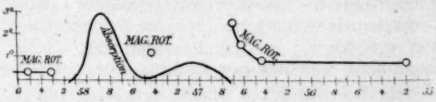


Fig. 3.

Wie die Kurve auf der anderen Seite der Absorptionsbande verläuft, vermag ich nicht festzustellen. Die Drehung ist anscheinend ungefähr dieselbe wie im blaugrünen Gebiet und von demselben Vorzeichen, indessen konnten bei Drehung des Nicols keine sicheren Anzeichen irgendwelcher Wanderung unterschieden werden. Die Kurve ist offenbar auf der roten Seite nicht so steil, sonst könnte man die Bande der Auslöschung sicherlich in der Nachbarschaft der Absorptionsbande entdecken. Soweit sich dies bestimmen ließ, löschte eine Drehung des Nicols den roten

und den gelben Teil des Spektrums gleichzeitig aus; dabei ist die schwache Andeutung einer von der roten Seite her kommenden dunklen Bande aller Wahrscheinlichkeit nach eine Täuschung, denn bekanntlich scheint die Auslöschung an dem schwach sichtbaren Ende eines Spektrums anzufangen, selbst wenn dieses gleichmäßig ausgelöscht wird.

Wir müssen uns gegenwärtig halten, daß wir hier Drehungen beobachten, die von einem Paar von Absorptionsbanden herrühren, die sich möglicherweise verschieden verhalten, das heißt, sie können einander für Wellenlängen auf der blauen Seite in ihrer Wirkung unterstützen und einander für Wellenlängen auf der roten Seite entgegenwirken. Wenn beispielsweise die stärkere Bande bei der Wellenlänge 5790 Å.-E. für die roten Wellen positive Drehung und für die grünen negative Drehung ergäbe, und die schwächere Bande sowohl für die roten als auch für die grünen Wellen negative Drehung ergäbe, so wäre das Fehlen einer scharf ausgeprägten Auslöschungsbande auf der roten Seite sofort erklärt. Beide Typen von Rotationskurven sind nach Drude, der angenommenen Grundhypothese gemäß, theoretisch möglich. Der zweite Typus ist bekanntlich für Natriumdampf charakteristisch.

Ich bin gegenwärtig damit beschäftigt, eine Reihe solcher Schichten für Herrn Dr. Bates vom Bureau of Standards anzufertigen. Herr Dr. Bates beabsichtigt, sie mit einem großen und sehr genauen Polarimeter zu untersuchen.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Über das Swansche Spektrum.

Von K. von Wesendonk.

Das vielfach untersuchte, nach dem englischen Forscher Swan häufig benannte Spektrum wird bekanntlich zurzeit kaum mehr dem Kohlenwasserstoff zugeschrieben, man hat sich auf die verschiedenste Weise überzeugt, daß sein Auftreten von der Gegenwart von Wasserstoff im höchsten Maße unabhängig ist.[1]) Man faßte daher wohl allgemein die Swanschen Banden als dem Kohlenstoff zugehörig auf, und zwar, da dieselben an ein Verbindungsspektrum erinnern, schrieb man sie einem Komplexe von Kohleatomen zu. Nun haben aber Stokes und besonders Smithells[2]) mit vielen guten Gründen die Anschauung vertreten, daß das Swansche Spektrum nicht dem Elemente C, sondern dem Kohlenoxyd angehöre, während das bisher dem CO zugeschriebene Spektrum ein solches der Kohlensäure sei. Bisher hatte man angenommen, daß wenn in Kohlensäure enthaltenden, von elektrischen Entladungen durchsetzten Vakuumröhren das betreffende CO-Spektrum sich zeigte, dies dadurch geschehe, daß die CO_2 in Kohlenoxyd und Sauerstoff zerlegt werde. Smithells nimmt nun umgekehrt an, daß wenn in mit Kohlenoxyd gefüllten Vakuumröhren dieses sogenannte CO-Spektrum sich zeigt, solches vielmehr deshalb eintrete, weil das CO in CO_2 und C umgesetzt werde, während, wenn das Swansche Spektrum erscheine, daselbe von leuchtendem Kohlenoxyd selbst herrühre. Diese Auffassung scheint indessen, nach Verfassers früheren Versuchen[1]), nicht ganz wahrscheinlich, denn es geben auch in Kohlenoxyd kondensierte Entladungen (Funken- resp. Flaschenentladungen) das Swansche Spektrum, während gewöhnliche Induktorentladungen ein CO-Spektrum zu liefern vermögen, welches mit dem unter ähnlichen Bedingungen in Kohlensäure erhaltenen fast ganz übereinstimmt. Nun wäre es aber eigentümlich, anzunehmen, daß die kondensierten Entladungen das Kohlenoxyd unverändert zum Leuchten brächten, sind doch starke Funkenentladungen bekanntlich so sehr geeignet, Dissoziationen und chemische Umsetzungen hervorzurufen, während man auf der anderen Seite die Ansicht haben müßte, die gewöhnlichen Entladungen seien besonders geeignet, das Kohlenoxyd in Kohlensäure und Kohlenstoff zu transformieren. Man wird vielmehr wohl eher geneigt sein anzunehmen, die kondensierten Entladungen schieden aus dem durchsetzten Gase Kohlenstoff ab und erregten ihn zum Leuchten. Bei der Kohlensäure muß man dann allerdings zugeben, die gewöhnlichen Entladungen seien imstande, sie in CO und O zu zerlegen.[2]) Nach den Versuchen der Herren Collie[3]) und Gehlhoff[4]) ist das aber durchaus keine unwahrscheinliche Annahme. Ersterer konstatierte direkt eine schnelle Zersetzung der Kohlensäure in Vakuumröhren, letzterer zeigte, daß wenn man, nach einem von Herrn Warburg ange-

1) Man sehe z. B. Beibl. **7**, 288, 1883; ferner Smithells Philos. Mag., April 1901 (The spectra of Carbon Compounds), S. 476—503; s. speziell S. 487. Wir werden auf diese Abhandlung des Herrn Smithells in Zukunft einfach durch l. c. hinweisen.

2) Die eben erwähnte Abhandlung ist der Begründung dieser Auffassung gewidmet.

1) Wied. Ann. **17**, 463, 1882. Es besteht da allerdings ein gewisser Widerspruch anscheinend mit den Angaben von Smithells, l. c., S. 491.

2) Indes ohne anzunehmen kondensierte Entladungen lieferten Spektra der unzersetzten CO_2.

3) Collie, Journ. of Chem. Soc., 1901, S. 1063—1069. Danach soll CO_2 in wenigen Sekunden bei geringem Drucke (bis zu 5 mm) durch gewöhnliche Entladungen bis zu 70% zersetzt werden in CO und O. Solche Untersuchungen sollten mit spezieller Rücksicht auf die Art der Entladungen und der Ursache der chemischen Umsetzungen (ob thermisch, ob kathodisch etc.) durchgeführt werden.

4) Ann. d. Phys. **24**, 553—578, 1907.

gebenen Verfahren, das Spektrum des wenig dissoziierten Glases beobachtet, man in der Tat ein besonderes Kohlensäurespektrum erhält, welches seinerzeit schon von dem Herrn Plücker angedeutet worden ist. Smithells[1]) vermochte von diesem Spektrum nichts zu bemerken und glaubte daher wohl über die Kohlensäure frei verfügen zu können. Übrigens beobachtete Herr Gehlhoff bei Kohlenoxyd (l. c., S. 561) deutliche Abscheidung von Kohle, wenn das Gas von elektrischen Entladungen passiert wurde, so daß es nicht wunderbar erscheint, wenn man in Kohlenoxyd enthaltenden Vakuumröhren relativ leicht das Swansche Spektrum bekommt, falls dieses der Kohle selbst angehört. Bei Kohlensäure heißt es dagegen (S. 565), eine Ausscheidung von Kohle an der Kathode wurde erst nach sehr langem Arbeiten bemerkt. Herr Smithells[2]) glaubt allerdings nachweisen zu können, daß Entladungen zwischen Kohlenelektroden in einer Atmosphäre von genügend reinem Wasserstoff kein Swansches Spektrum zu liefern vermögen, aber es ist stets zu bedenken, daß nicht jede Art von Entladung das Swansche Spektrum zu geben braucht, es müssen eben wahrscheinlich gewisse Komplexe von Kohleatomen wenigstens vorübergehend freigemacht und auch zum Leuchten gebracht werden, wofür das Eintreten dazu geeigneter Entladungen erforderlich scheint. Herr Konen[3]) hat in einer interessanten Abhandlung die Gründe für und wider die Auffassung des englischen Chemikers, welche er übrigens als ihm sympathisch bezeichnet, eingehend diskutiert und kommt zu dem Schlusse, daß Herrn Smithells Beweise durchaus nicht völlig zwingend sind. Selbst die Versuche der Herren Baly und Syers[4]), wonach in möglichst reinem Cyangas kein Swansches Spektrum sich mehr zeigt, erscheinen nicht als entscheidend, da man doch nicht wisse, ob die geeignete Zerlegung des Gases durch die Entladung erfolge. Aber auch neuere, Herrn Smithells Ansichten widersprechende Versuche[5]) seien nicht als endgültig anzusehen.

Das Swansche Spektrum tritt bekanntlich deutlich im inneren Kegel der entleuchteten Bunsenflamme auf, besonders hell z. B. in einem Teclubrenner oder einem ähnlichen, gebläseartig wirkenden Brenner, am schönsten nach Eder und Valenta[6]) in einem Sauerstoff-Leuchtgasgebläse. An den leuchtenden Flammen degeneriert dieser innere Kegel zu einem den unteren Teil der Flamme umfassenden, ziemlich intensiv blau leuchtenden kelchartigen Gebilde, das noch immer mehr oder minder deutlich das Swansche Spektrum zeigt. Man kann dieses daher bei den verschiedenartigsten Leuchtflammen mehr oder minder auffallend wahrnehmen[1]), so z. B. recht schön bei Acetylenlicht und Paraffinkerze, auch noch bei der Benzinflamme, weniger gut bei Leuchtgas, Wachskerze, Stearinkerze, karburiertem Wasserstoff, Weingeist und endlich der Terpentinölflamme. In dem untersten Teil der letzteren, welche bekanntlich fast ganz mit leuchtenden Kohlenpartikeln erfüllt ist, kann man immer noch deutlich das Swansche Spektrum erkennen. Herr Smithells[2]) und in neuerer Zeit besonders die Herren Haber und Richardt[3]) haben nun bekanntlich dargetan, daß in dem inneren Kegel des Bunsenbrenners sich hauptsächlich eine Art Wassergasgemisch bildet, also ein Gemenge von Kohlenoxyd, Wasserstoff, Kohlensäure und Wasser, wenigstens den hier wichtigsten Hauptbestandteilen nach.[4]) In dem äußeren Kegel der Bunsenflamme verbrennt dann weiter das Kohlenoxyd und der Wasserstoff völlig zu Kohlensäure und Wasser, dabei kann sich dann aber nur ein kontinuierliches Spektrum zeigen, was ja auch die Beobachtungen an der Bunsenflamme bestätigen. Bei der Leuchtflamme ist die Wassergasbildung auf den oben erwähnten blauen Kelch beschränkt, während in dem die ganze Flamme umgebenden lilafarbenen Saume die Verbrennung von Kohlenoxyd und Wasserstoff statthat. Das Swansche Spektrum soll nun der Kohlenoxydbildung seine Entstehung verdanken. Wie nämlich verbrennender Wasserstoff nicht das Wasserstoffspektrum, sondern das des Wassers liefere, so soll auch verbrennende Kohle nicht ein Kohlespektrum, sondern ein solches des Kohlenoxyds ergeben. Aber in seiner Rede vor der British Association für 1907 hat Herr Smithells[5]) doch selbst darauf hingewiesen, wie ein aus seiner Verbindung abgeschiedenes Metallatom das ihm entsprechende Spektrum zu liefern vermöge.[6]) „Das Intervall der Ab-

1) l. c., S. 488.
2) l. c., S. 496—499.
3) Ann. d. Phys. **9**, 755—766, 1902.
4) Phil. Mag. (6) **2**, 386—396, 1901.
5) Beibl. **31**, 286, 1907.
6) Spektralanalyse der Leuchtgasflamme. Sonderabdruck a. d. 67. Bande der Denkschrift der Wiener Akademie. Wien 1898 (Karl Gerold Sohn). Es heißt da S. 2: Wir ließen Sauerstoff unter dem Drucke von $^1/_2$—$3^1/_4$ Atmosphären mittels eines Linnemannschen Gebläses in Leuchtgas treten, so daß ein heller blauer Flammenkegel entstand, welcher das in Rede stehende Spektrum am deutlichsten aussendete, während die obere farblose Partie nur das Oxhydrogen-Spektrum gibt.

1) Beobachtet wurde bei den hier vorliegenden Versuchen mit einem größeren Taschenspektroskop à vision direct. und einem einfachen Bunsenschen Spektroskop.
2) Journ. of Chem. Soc. März **61/62**, 204—226, 1892.
3) Zeitschr. f. Anorg. Chem. **38**, 5—64, 1904.
4) In der lebhaften Verbrennungszone des inneren Kegels findet aber auch stets eine energische Zerlegung von *CH*-Verbindungen statt, die doch recht geeignet erscheint, ein Kohlespektrum zu geben.
5) Naturw. Rundschau **22**, 623, 1907.
6) Die hier entwickelten Ansichten stehen allerdings im

trennung des Metallatoms mag außerordentlich kurz sein, aber es muß doch daran erinnert werden, daß selbst eine so kurze Zeit, wie das Intervall zwischen den molekularen Zusammenstößen, in einem Gase bei hoher Temperatur noch genügt für die Emission von Tausenden ungestörter charakteristischer Schwingungen." Warum sollte denn das nicht auch bei Kohlenverbindungen anzunehmen sein und könnten da nicht wenn auch nur kurze Zeit frei werdende Kohlenatome oder Atomkomplexe ihr charakteristisches Spektrum liefern?

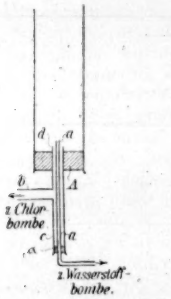
Wenn man eine leuchtende Leuchtgasflamme im Sauerstoff brennen läßt, so nimmt sie bekanntlich an Helligkeit sehr zu und ist, besonders bei reichlicher Sauerstoffzufuhr, von einer schön blauen, ziemlich breiten Aureole ganz umgeben. Diese entspricht offenbar dem blauen Saume, der bekanntlich die Leuchtflammen in Luft außen umgibt, und ist also die Stelle, wo wesentlich Kohlenoxyd und Wasserstoff verbrennen, und weist denn auch nur ein kontinuierliches Spektrum auf. Die in Luft brennende Leuchtgasflamme gibt unten bekanntlich die Swanschen Banden, in der im Sauerstoff brennenden dagegen zeigt der untere dunkle Teil nichts davon, es fehlt allerdings auch der blaue Kelch. Anders wenn die Flamme ganz dünn ist, das Gas einer ganz feinen Öffnung (Platinspitze) entströmt, dann bildet sich ein helleuchtender, grünlichweißer Kegel, der wiederum von einem blauen äußeren Kegel völlig umhüllt ist, welcher ein kontinuierliches Spektrum zeigt. Der erstere, welcher ganz dem inneren Kegel der Bunsenflamme entspricht, gibt dagegen sehr schön das Swansche Spektrum. Der Teil der Flamme, welcher in Luft die eigentlich leuchtende Partie darstellt, ist dagegen gänzlich verschwunden. Ebenso zeigt sich sehr schön das Swansche Spektrum an den blauen Gebieten, welche in der Leuchtgasflamme entstehen, falls man in diese einen Sauerstoffstrahl hineinbläst. Wenn man hingegen die sogen. umgekehrte, d. h. die in Leuchtgas brennende Sauerstoffflamme[1]) untersuchte, so war wiederum nichts Bestimmtes von einem Swanschen Spektrum zu entdecken, obwohl die Flamme ziemlich hell leuchtete. Der in das Leuchtgas hineinströmende verbrennende Sauerstoff erzeugte wiederum einen schönen helleuchtenden blauen Kegel (der oben genannten blauen Aureole entsprechend), den eine grünlich leuchtende Hülle ganz umgab, keiner der beiden Teile zeigte aber die Swanschen Banden bestimmt. Die im Leuchtgas brennende umgekehrte Luftflamme gibt ebenfalls einen blauen Leuchtkegel, der von einer rötlichen Aureole umhüllt ist, die aber nicht ganz bis zur Brennermündung reicht. In dem untersten, aureolenfreien Gebiete der Flamme zeigt sich dann ganz deutlich das Swansche Spektrum. Dieses ist auch weiter oben an der Flamme wenn schon weniger hell noch zu sehen, kaum mehr dagegen an der Spitze, wohl aber wieder, wenn man das Spektroskop gegen die Aureole richtet. Die Luftflamme liefert also das Swansche Spektrum besser als die Sauerstoffflamme, wohl weil die weniger ausgebildete Aureole die Vermischung des O mit unzersetztem Leuchtgas weniger hindert bei der Luftflamme. Aus der Gesamtheit dieser Versuche geht also hervor, daß reichliche Sauerstoffzufuhr in das Leuchtgas hinein der Entstehung der Swanschen Banden sehr günstig zu sein scheint. Dabei wird auch wohl die energische Zersetzung der Kohlenwasserstoffe stark befördert, aber kaum die Bildung von Kohlenoxyd. Immerhin dürfte unter solchen Umständen auch die Verbindung des O mit dem C unter großer Heftigkeit erfolgen und könnte die dabei noch entstehenden CO-Moleküle zum hellen Leuchten bringen. Es wird sich demnach kaum zurzeit durch solche Flammenbeobachtungen eine endgültige Entscheidung für oder wider Smithells Auffassung herbeiführen lassen. Verfasser unternahm daher einige Versuche mit in einer Chloratmosphäre brennenden kohlenwasserstoffhaltigen Flammen. Solche Beobachtungen haben in neuerer Zeit Herrn Fredenhagen[1]) bemerkenswerte Resultate ergeben. Bekanntlich brennt ja eine Leuchtgasflamme innerhalb einer Chloratmosphäre stark rußend weiter, es findet also eine lebhafte Zersetzung des Kohlenwasserstoffes statt, der Kohlenstoff wird ausgeschieden, während der Wasserstoff in Chlor verbrennt. Das Spektrum dieser Flamme ist aber meines Wissens bislang nicht untersucht worden, daher nahm Verfasser gerne die Gelegenheit wahr, im Privatlaboratorium des Herrn Dr. Hampe einige bezügliche Versuche anzustellen. Eine in dem bekannten Werke von Heumann, S. 316, beschriebene Einrichtung wurde dazu verwendet, welche in Fig. 1 reproduziert ist. *aa* ist am besten eine möglichst eng zu wählende Röhre aus Glas[2]) oder Porzellan, durch die mit Benzin karburierter, getrockneter Wasserstoff strömte. Diese Röhre *aa* steckt mittels des Korkens *a* in dem einen Zweige *cd* eines gläsernen T-Stückes, dem durch die Röhre *b* Chlor zugeführt werden kann, so daß die Mündung, an der sich die Flamme an *aa* bildet, nur wenig

Gegensatze zu denen des Herrn Fredenhagen (Ann. d. Phys. **20**, 133—173, 1901), wenigstens in betreff der Hauptserien. Phys. Zeitschr. **8**, 729—737, 1907.

1) Dieselben wurden dargestellt nach den Angaben in dem trefflichen Buch von Heumann-Kühling, Anleitung z. Experimentieren, 3. Aufl., 1904 (Vieweg & Sohn), S. 197.

1) Man sehe die oben zitierte Abhandlung.

2) In diesem Falle ist es ratsam, eine Platinhülse als Ausströmungsöffnung zu verwenden.



das Ende d überragt. A ist ein Kork, der das T-Stück trägt und zugleich das Überschieben eines Lampenzylinders gestattet. Es bereitet aber leicht einige Schwierigkeiten, innerhalb eines solchen zu beobachten, da derselbe sich oft sehr schnell mit dichtem Qualm füllt und die Glaswände stark berußt werden. Wenn man aber einen starken Chlorstrom anwendet, also eine Art Gebläse schafft, so kann man auch in freier Luft beobachten, da dann ja ein kräftiger Chlorstrom die Flamme ganz umhüllt. Verwendet man zunächst nicht karburierten Wasserstoff, so erhält man auf diese Weise die bekannte fahlblaue Flamme des Chlorwasserstoffes, welche ein kontinuierliches Spektrum gibt.[1] Ist der Wasserstoff karburiert, so beobachtet man im unteren Teile der in Luft brennenden Flamme (besonders wenn sie dünn ist) recht deutlich das Swansche Spektrum. Läßt man nun Chlor strömen, so bemerkt man (am besten, wenn man andauernd auf den untersten Teil der Flamme blickt) eine bedeutende Verstärkung in der Intensität der Swanschen Banden, die sich sogar zu einer glänzenden Erscheinung entwickeln können, so daß sich die Banden noch deutlich von einem kontinuierlichen, helleuchtenden Hintergrunde abzuheben vermögen. Die Flamme zeigt sich dabei im Inneren mit leuchtenden Kohlenteilchen[2] erfüllt (an eine Terpentinflamme einigermaßen erinnernd) und ist ganz umgeben von einem fahlblauen Saume, der offenbar der Chlorwasserstoffflamme entspricht. Die Verstärkung der Swanschen Banden ist wohl viel zu auffallend, als daß man sie Resten von Sauerstoff zuschreiben könnte, welche sich etwa auf die durch das Chlor losgetrennten Kohlenatome stürzen. Man kann die Erscheinung auch recht gut innerhalb eines Lampenzylinders nachweisen, wenn man eine nicht zu dicke Flamme von Leuchtgas oder karburiertem Wasserstoff verwendet und den Chlorstrom so reguliert, daß die Flamme sich nicht ganz mit leuchtenden Kohlenpartikeln anfüllt, sondern ein relativ dunkler unterer Teil verbleibt. Man konnte diese Versuche mit gutem Erfolge anstellen mit der von Heumann angegebenen Einrichtung (Fig. 1), wie mit einer vom Verfasser etwas modifizierten, ferner innerhalb eines zu diesem Zwecke von Herrn Hampe freundlichst eigens zusammengestellten Apparates.

Es ist demnach wohl kaum mehr ein Zweifel vorhanden, daß das Swansche Spektrum dem Kohlenstoff angehört, doch wäre natürlich eine genaue Nachprüfung dieses Resultates von anderer Seite sehr wünschenswert. Hauptsächlich um eine weitere solche Untersuchung von seiten eines auf diesem Gebiete kompetenten Forschers zu veranlassen, hat sich Verfasser zu den vorliegenden Mitteilungen entschlossen.

Herr Konen[1] hat auf die Bedeutung der Absorptionsspektren für Fragen, wie die hier vorliegende, hingewiesen. Nun scheinen aber Kohlensäure und Kohlenoxyd im sichtbaren Gebiete überhaupt keine Absorption zu zeigen[2], im Ultraroten hat man jedoch solche deutlich nachgewiesen. Auch hat man die ultraroten Ausstrahlungen[3] von elektrisch leuchtenden Vakuumröhren untersucht, aber die Angaben sind zu unbestimmt, um entscheiden zu können, ob z. B. das von einer Kohlensäureröhre gelieferte Spektrum diesem Gase selbst oder dem Kohlenoxyd angehört. Hierzu kommt noch, daß angegeben wird, die ultrarote Strahlung sei anderer Art (thermische Strahlung?), als diejenige, welche man im sichtbaren Spektrum beobachtet, ist also wohl diesem gar nicht zuzurechnen.

Auch die schönen Untersuchungen des Herrn Victor Schumann[4] scheinen nicht genügende Anhaltspunkte für die vorliegenden Zwecke geben zu können.

1) Vergl. Fredenhagen, l. c., S. 144.
2) Diese geben ein kontinuierliches Spektrum und stören die Beobachtung der Swanschen Banden.

1) l. c., S. 761.
2) Vergl. Beibl. **23**, 635—636, 1899 (Referat über Abhandlung von Baccei).
3) Besonders Coblentz, Phys. Review, Januar 1906, S. 30.
4) Beibl. **28**, 1172, 1904.

(Eingegangen 5. Januar 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

Nr. 37[1]: A. Battelli, Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz. (V. Teil.)[2]

In einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung[3] hat Herr Sommerfeld einige Einwände

1) Nr. 36: diese Zeitschr. **8**, 809, 1907.
2) IV. Teil: diese Zeitschr. **8**, 809, 1907.
3) Diese Zeitschr. **8**, 805, 1907.

gegen die theoretischen Ergebnisse erhoben, welche ich über den elektrischen Widerstand der Solenoide für Ströme hoher Frequenz veröffentlicht habe.[1])

In den ersten Worten seiner Mitteilung spricht Herr Sommerfeld von einem Irrtum, den ich bei der Anwendung der Rayleighschen Formel für gerade Leiter begangen haben soll, und zwar würde, nach Herrn Sommerfelds Ansicht, durch diesen Irrtum die Übereinstimmung illusorisch, welche ich zwischen meinen theoretischen Schlußfolgerungen und den kürzlich von mir in Gemeinschaft mit Herrn Magri sowie später von mir allein experimentell gefundenen Ergebnissen erhalten habe.

Ein solcher Irrtum liegt nicht vor. Das ergibt sich schon, wenn man die Bemerkung des Herrn Sommerfeld selbst vollständig durchliest. Es handelt sich vielmehr um eine Bemerkung über den Grad der Annäherung, bei welchem ich es für richtig gehalten habe, mit meinen Berechnungen stehen zu bleiben.

Da nun Herr Sommerfeld in der genannten Notiz die bevorstehende Veröffentlichung einer neuen und strengen Behandlung des in Rede stehenden Problems angekündigt hatte, so habe ich es für richtig gehalten, diese Veröffentlichung, welche nunmehr im letzten Hefte der Annalen der Physik erfolgt ist, abzuwarten, bevor ich auf die Einwände antwortete, welche Herr Sommerfeld gegen mich erhoben hat.

Bereits vor drei Jahren[2]) hat Herr Sommerfeld bei Behandlung der ersten Versuchsergebnisse, die ich gemeinsam mit Herrn Magri über die Widerstände der Solenoide gewonnen hatte, gelegentlich geschrieben, wir hätten eben die Annäherung, bei der wir bei Anwendung der Rayleighschen Formel stehen geblieben waren, noch weiter treiben müssen.

Dieser Hinweis war mir nicht entgangen, und ich glaube, dies auch implicite bewiesen zu haben, als ich im verflossenen Jahre, da ich die fragliche Untersuchung wieder aufnahm, mit einer Diskussion eben dieser Sommerfeldschen Arbeit begonnen habe, in welcher dieser Hinweis enthalten war. Da ich ihm dennoch nicht Rechnung getragen habe, so zeigt dies, daß ich langwierige und schwierige Entwicklungen vermeiden wollte, deren Berücksichtigung nicht der Mühe lohnte, wenn man in Betracht zieht, daß, wie ich schon wiederholt erklärt habe, in der Praxis die Messungen sich immer mit unvermeidlichen und durchaus nicht zu vernachlässigenden Fehlern behaftet erweisen.

1) Lincei Rend. **15** (1), 148, 471, 529; (2), 255, 1906; diese Zeitschr. **8**, 296, 530, 533, 1907.
2) Ann. d. Phys. (4) **15**, 673, 1904.

Es ist ganz richtig, daß nach der allgemeinen Formel von Rayleigh das Verhältnis zwischen dem Widerstande R' gerader Leiter für Ströme hoher Frequenz und dem Widerstand R_0 solcher Leiter für Gleichstrom durch

$$\frac{R'}{R_0} = K + \frac{1}{4} + \frac{1}{16\,K} + \cdots \qquad (1)$$

gegeben ist. Hier ist

$$K = a\sqrt{\frac{\pi\,\mu\,\omega}{2\,\sigma}}, \qquad (2)$$

wobei a der Halbmesser des Leiterquerschnittes ist, μ und σ die magnetische Permeabilität und der spezifische Widerstand des Leitungsmaterials sind, und ω die Anzahl der Stromwechsel in 2π Sekunden ist. Es ist aber auch richtig, daß man für außerordentlich hohe Frequenzen angenähert

$$\frac{R'}{R_0} = K, \qquad (3)$$

oder

$$R' = R_0\, a\sqrt{\frac{\pi\,\mu\,\omega}{2\,\sigma}} \qquad (4)$$

setzen kann, wie dies nunmehr allgemein zu geschehen pflegt, wenn man eine klare und summarische Vorstellung von dem allgemeinen Verlauf des Skin-Effektes haben will.

Ich habe in meiner Theorie wiederholt erklärt, daß ich mich gerade mit äußerst hohen Frequenzen zu beschäftigen beabsichtigte, und ich habe kein anderes Ziel verfolgt, als eine Formel für Solenoide zu finden, welche dieselben Aufgaben erfüllen könnte, wie sie die Gleichung (4) für gerade Leiter leistet. Vor allen Dingen hatte ich das Ziel im Auge, wenn auch nur annäherungsweise, die Gesetze aufzufinden, welche die Lokalisierung des Stromes in den der Solenoidachse zunächst gelegenen Leiterteilen beherrschen. Zu diesem Zwecke wollte ich eine fundamentale Vorstellung analytisch entwickeln, die ich bereits angedeutet hatte, als ich über die ersten experimentellen Beobachtungen berichtete, welche ich mit Herrn Magri über den großen Widerstand gemacht habe, den die Solenoide für Ströme hoher Frequenz aufweisen.

Man ersieht hieraus, daß ich für meine theoretischen Schlußfolgerungen über den Widerstand der Solenoide niemals mehr in Anspruch genommen habe als höchstens denselben Grad von Genauigkeit, mit dem man rechnet, wenn man die Gleichung (3) auf gerade Leiter anwendet. Das scheint mir nun keineswegs so ganz unnütz zu sein, denn für hohe Frequenzen oder für Leiter von großem Durchmesser erreicht dieser Genauigkeitsgrad den, welchen man mit den entsprechenden

experimentellen Messungen erhalten kann, oder übertrifft ihn gar noch.

Ich erkenne an, und hatte dies auch bereits berücksichtigt, daß bei den diesbezüglichen Versuchen, die ich mitgeteilt habe, wegen der experimentellen Schwierigkeiten, die der Meßmethode anhaften, keine so hohe Frequenz erreicht worden war, wie die, mit der man zu experimentieren hätte wünschen sollen; ferner daß ich, wenn ich trotzdem behauptet habe, daß das Verhältnis

$$\frac{\text{Widerstand des Solenoids}}{\text{Widerstand des geraden Drahtes}}$$

mit zunehmender Frequenz wächst, und zwar mit sehr ähnlichem Verlauf, wie dies meine theoretische Behandlung vorausgesagt hatte, dabei gefolgert habe, daß die Gültigkeit meiner letzten Folgerungen sich vermutlich über ein viel weiteres Feld erstreckte als das, welches ich, der Einfachheit halber, bei meiner Behandlung bestimmt hatte. Ich freue mich, daß Herr Sommerfeld in seiner letzten Veröffentlichung dem in Rede stehenden Problem eine tatsächlich vollständigere Lösung gegeben hat und dabei mit mathematischer Strenge die Betrachtung zweier sehr wichtiger Faktoren eingeführt hat. Der erste dieser Faktoren, den Herr Sommerfeld und Herr Wien bereits bei ihren der meinigen vorausgegangenen Behandlungen des Problems vernachlässigt hatten, besteht darin, nicht nur das innere und gleichförmige Magnetfeld zu berücksichtigen, welches das Solenoid als Ganzes hervorruft, sondern auch das Feld, welches jede einzelne Windung für sich erzeugt, und welches aus Kraftlinien besteht, die jede einzelne Windung umhüllen. Der zweite Faktor besteht in dem sehr beträchtlichen Einfluß, den der Wert der Ganghöhe des Solenoids auf den Verlauf der Erscheinung ausübt.

Ich freue mich darüber um so mehr, als die Hervorhebung der Bedeutung dieser beiden Faktoren offenbar der Hauptzweck gewesen ist, der mich veranlaßt hat, das fragliche Problem einer erneuten Behandlung zu unterziehen, nachdem die Behandlungen, die es seitens der Herren Wien und Sommerfeld erfahren hatte, unzureichend gewesen waren.

Wenn Herr Sommerfeld jetzt voller Bescheidenheit erklärt, er habe den Anstoß von einer neueren Arbeit des Herrn Picciati[1]) empfangen und nur versucht, diese in drei verschiedenen Punkten (Veränderlichkeit des Gewichtes, Berücksichtigung des äußeren Magnetfeldes des Solenoids und Hinzufügung der Kontinuität der Normalkomponente der magnetischen Induktion als Grenzbedingung) zu vervollständigen, so muß anerkannt werden, daß die neue Behandlung des Problems seitens des Herrn Sommerfeld durch diese Modifikationen einen höheren Grad von Vollkommenheit erreicht hat als alle bisher veröffentlichten früheren.

Leider ist bislang der überaus wichtige Fall außerordentlich hoher Frequenzen erschöpfend nur für solche Solenoide behandelt worden, bei denen die Windungen einander unmittelbar berühren. Das liegt an den analytischen Schwierigkeiten, welche die Untersuchung des allgemeinen Falles eines Solenoids von beliebiger Ganghöhe bietet.

Herr Sommerfeld nimmt an, daß wenn ein Solenoid mit äußerst dichten Windungen, beispielsweise durch Zug, in ein anderes mit weniger dichten Windungen verwandelt wird, daß dann das Verhältnis zwischen dem neuen und dem alten Widerstand des Solenoids von der Frequenz des Stromes unabhängig sei, vorausgesetzt, daß diese Frequenz immer verhältnismäßig sehr hoch bleibt ($K > 6$).

Als Stütze für diese Hypothese liegt nur ein einziges Paar von Bestimmungen von Black[1]) vor, die mit den Frequenzen $1 \cdot 10^6$ und $5 \cdot 10^6$ ausgeführt worden sind.

Es würde zweckmäßig sein, diese Hypothese durch eine größere Anzahl von Versuchen zu stützen.

1) Cim. **11** (5), 351, 1906.

1) Ann. d. Phys. (4) **10**, 157, 1906.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 17. Januar 1908.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 38[1]): **A. Battelli und L. Magri, Die Entladung in Spulen mit Eisenkern.**

Wie wir bereits in einer früheren Mitteilung[2]) dargelegt haben, war es vorauszusehen, daß ein noch ausgeprägterer Einfluß des Eisens auf die oszillatorische Entladung zu beobachten sein müßte, wenn diese durch ein Solenoid oder durch eine Spule mit einem Eisenkern hindurchgeht. Hierfür liefern auch die bereits gewonnenen Versuchsergebnisse den Beweis.[3]) Der Gegenstand ist indessen so wichtig, daß er eine eingehendere Analyse verdient. Vor allen Dingen muß man in den Versuchsergebnissen die von den Foucault-Strömen und von der hohen magnetischen Permeabilität des Eisens herrührenden Wirkungen von denen

1) Nr. 37: Diese Zeitschr. **9**, 154, 1908.
2) Diese Zeitschr. **8**, 298, 1907.
3) Marchant, Nature **62**, 413, 1900 und Phil. Mag. (6) **5**, 155, 1903.

getrennt halten, die ihrerseits von den besonderen charakteristischen Eigenschaften der Magnetisierungskurve des Eisens selbst — der magnetischen Hysteresis, der magnetischen Sättigung usw. — abhängen.

Glücklicherweise kann man sich von den erstgenannten Wirkungen mit Hilfe theoretischer Betrachtungen wenigstens angenähert Rechenschaft geben. Dadurch wird die Deutung der Versuchsergebnisse in betreff der zweiten Klasse von Wirkungen leichter und zuverlässiger werden. Über diesen Punkt liegen Untersuchungen von Thomson, von Zenneck und von anderen Forschern vor. Wir haben aber nichtsdestoweniger eine neue Berechnung anstellen müssen, welche uns klar und deutlich ergibt, bis zu welchem Grade die Schwingungsperiode und die Dämpfung der Entladung durch die Foucault-Ströme und durch den Wert von μ beeinflußt werden. Wir wollen hier ohne weiteren Zusatz unsere Rechnung wiedergeben. Mit ihrer Kenntnis werden wir leicht eine zuverlässige Deutung unserer Versuchsergebnisse erhalten können, welche in erster Linie auf die Untersuchung der von der besonderen Gestalt der Magnetisierungskurve des Eisens herrührenden Wirkungen und auf die Bestätigung der theoretischen Voraussetzungen über den Einfluß der Foucault-Ströme hinzielen.

Gleichzeitig werden wir auch den Wert für das magnetische Moment des Eisendrahtbündels berechnen.

Der Kern möge aus einem Bündel von Eisendrähten bestehen, und diese seien in einer Spule von der Länge l mit N Windungen auf ein Zentimeter angeordnet. Die Frequenz sei zwar sehr groß, immerhin aber so bemessen, daß die Wellenlänge des Stromes stets beträchtlich größer sei als die Länge des Spulendrahtes; das heißt mit anderen Worten: wir wollen die Voraussetzung machen, daß das Magnetfeld im Innern der Spule überall dieselbe Phase habe. Die Stromstärke j wird dann in jedem Augenblick durch die Gleichung

$$j = I \cos pt = \text{reeller Teil von } Ie^{ipt}$$

gegeben sein. Hier ist $i = \sqrt{-1}$; p ist das 2π-fache der Frequenz und I die maximale Intensität. Wir wollen zur z-Achse die Achse der Spule wählen und wollen mit α, β, γ die Komponenten des Magnetfeldes, mit a, b, c die der magnetischen Induktion bezeichnen. Im Innern des Drahtes haben wir:

$$a = b = 0,$$

und für c besteht die Beziehung:

$$\frac{d^2c}{dx^2} + \frac{d^2c}{dy^2} = \frac{4\pi\mu}{\sigma}\frac{dc}{dt}, \qquad (1)$$

wo σ wie gewöhnlich den spezifischen Widerstand des Materials bezeichnet, aus dem der Kern besteht.

Wenn die Drähte genügend lang sind, so kann man in dem Zwischenraum zwischen je zwei Drähten die Wirkung der von dem freien Magnetismus an den Enden herrührenden entmagnetisierenden Kraft vernachlässigen. In diesem Zwischenraum wird alsdann das Magnetfeld denselben Wert haben, den es haben würde, wenn die Drähte nicht in der Spule wären, und insbesondere wird das Magnetfeld auf der seitlichen Oberfläche der Drähte rings um die Achse des Drahtes selbst symmetrisch sein oder nur von dem Abstand ϱ von der Drahtachse abhängen. Dann geht die Gleichung (1) über in:

$$\frac{d^2c}{d\varrho^2} = \frac{1}{\varrho}\frac{dc}{d\varrho} = \frac{4\pi\mu}{\sigma}\frac{dc}{dt}.$$

Wenn aber der Strom sinusförmig ist, so ist auch c sinusförmig und von derselben Periode. Sonach ist c der Größe e^{ipt} proportional. Daraus folgt:

$$\frac{d^2c}{d\varrho^2} + \frac{1}{\varrho}\frac{dc}{d\varrho} - n^2c = 0,$$

wenn wir, der Kürze halber,

$$n^2 = \frac{4\pi\mu ip}{\sigma}$$

setzen. Das Integral dieser letzten Gleichung ist:

$$c = A\,\mathfrak{J}_0(in\varrho)\,e^{ipt}\,^1), \qquad (2)$$

wo A eine Konstante ist, und $\mathfrak{J}_0$ das Symbol der Besselschen Funktion erster Gattung und von der Ordnung Null vom Argument $in\varrho$ bedeutet. Setzen wir also

$$\xi = in\varrho,$$

so ist:

$$\mathfrak{J}_0(\xi) = 1 + \frac{\xi^2}{1\cdot 2^2} + \frac{\xi^4}{1\cdot 2^2\cdot 4^2} + \ldots\ldots$$

An der Oberfläche der Drähte ist

$$c = \mu\gamma = 4\pi\mu Nj = 4\pi\mu NIe^{ipt}.$$

Bezeichnen wir mit r den Halbmesser des Drahtes, so erhalten wir demnach:

$$4\pi\mu NI = A\,\mathfrak{J}_0(inr),$$

und somit:

$$A = \text{reeller Teil von } \frac{4\pi\mu NI}{\mathfrak{J}_0(inr)}.$$

Daraus folgt:

$$c = \frac{4\pi\mu NI}{\mathfrak{J}_0(inr)}\,\mathfrak{J}_0(in\varrho)\,e^{ipt}.$$

Wir wollen jetzt das magnetische Moment M des Drahtkernes suchen. Bezeichnen wir mit m die Magnetisierungsstärke, so erhalten wir:

$$c = \gamma + 4\pi m.$$

1) Thomson, Recent Researches, S. 288.

Da aber:

$$\gamma = \frac{c}{\mu} = \frac{4\pi NI}{\mathfrak{J}_0(in\varrho)}\,\mathfrak{J}_0(in\varrho)\,e^{ipt}$$

ist, so ergibt sich:

$$m = \frac{c-\gamma}{4\pi} = \frac{(\mu-1)NI}{\mathfrak{J}_0(inr)}\,\mathfrak{J}_0(in\varrho)\,e^{ipt},$$

und, wenn wir die Anzahl der Drähte, aus denen sich das Bündel zusammensetzt, mit ν bezeichnen:

$$M = \nu\int m\,d\omega = \frac{2\pi\nu(\mu-1)lNIe^{ipt}}{\mathfrak{J}_0(inr)}\int_0^r \varrho\,\mathfrak{J}_0(in\varrho)\,d\varrho\,. \qquad (3)$$

Den Wert für dieses Integral kann man von Fall zu Fall erhalten, wenn man sich der von Lord Kelvin veröffentlichten Zahlentabellen [1]) bedient, oder noch bequemer unter Benutzung der zu diesem Zwecke von Zenneck gezeichneten Kurven.[2]) Handelt es sich dagegen um eine summarische Untersuchung über den allgemeinen Verlauf der Erscheinung, so sind besonders zwei Grenzfälle zu behandeln, nämlich der Fall, in welchem der Strom eine äußerst niedrige Frequenz besitzt, und der entgegengesetzte Fall, in welchem er eine äußerst hohe Frequenz hat.

Wenn es sich um niedrige Frequenzen oder um Drähte von sehr geringem Durchmesser oder von großem spezifischen Widerstande handelt, so daß die Moduln nr und $n\varrho$ klein gegenüber der Einheit sind, so sind $\mathfrak{J}_0(inr)$ und $\mathfrak{J}_0(in\varrho)$ merklich gleich der Einheit, und m wird im Innern des Drahtes konstant. Man erhält dann:

$$M = \nu\pi r^2 l(\mu-1)NI\cos pt,$$

und das magnetische Moment ist mit dem Strom in Phase. Für sehr hohe Frequenzen strebt $\mathfrak{J}_0(in\varrho)$ asymptotisch dem Werte

$$\mathfrak{J}_0(in\varrho) = \frac{e^{n\varrho}}{\sqrt{2\pi n\varrho}}$$

zu, und es wird sonach:

$$M = 2\pi\nu(\mu-1)lNIe^{ipt}\int_0^r \varrho\,e^{n(\varrho-r)}\sqrt{\frac{r}{\varrho}}\,d\varrho$$

$$= 2\pi\nu(\mu-1)lNIe^{ipt}\int_0^r \sqrt{r\varrho}\,e^{-n(r-\varrho)}\,d\varrho.$$

Bei sehr großem n ist der Faktor $e^{-n(r-\varrho)}$ nur für die sehr nahe bei r gelegenen Werte von ϱ von Null verschieden, und infolgedessen wird

$$M = 2\pi\nu(\mu-1)lNr\,\mathfrak{J}e^{ipt}\int_0^r e^{-n(r-\varrho)}\,d\varrho.$$

Da aber

$$\int_0^r e^{-n(\varrho-r)}\,d\varrho = \frac{1}{n}(1-e^{-nr})$$

ist, wo e^{-nr} gegenüber der Einheit vernachlässigt werden kann, so ist

$$M = 2\pi\nu(\mu-1)lNIr\frac{e^{ipt}}{n}.$$

Da nun

$$n^2 = \frac{4\pi\mu p i}{\sigma} = \frac{4\pi\mu p}{\sigma}e^{\frac{\pi i}{2}}$$

ist, so erhält man:

$$n = 2\sqrt{\frac{\pi\mu p}{\sigma}}\,e^{\frac{\pi i}{4}},$$

und somit:

$$M = \nu(\mu-1)lNIr\sqrt{\frac{\sigma\pi}{\mu p}}\,e^{\left(pt-\frac{\pi}{4}\right)i}.$$

Nehmen wir hiervon den reellen Teil, so erhalten wir:

$$M = \nu lNIr\sqrt{\frac{\pi\sigma}{\mu p}}(\mu-1)\cos\left(pt-\frac{\pi}{4}\right).$$

In dem Falle nun, daß μ sehr groß gegenüber der Einheit ist, können wir auch einfacher schreiben:

$$M = \nu lNIr\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\cos\left(pt-\frac{\pi}{4}\right).$$

Das magnetische Moment des Drahtbündels ist also in der Phase um $\frac{\pi}{4}$ gegen die Stromstärke im Rückstand. Man ersieht hieraus, daß, wenn man die Werte der Stromstärke

$$j = I\cos pt$$

zu Abszissen und die entsprechenden Werte für das magnetische Moment M des Drahtbündels zu Ordinaten nimmt, die sich ergebende Kurve — die Magnetisierungskurve — eine Ellipse ist. Die Achsen dieser Ellipse sind im allgemeinen gegen die Koordinatenachsen geneigt.

Die Koordinaten eines erzeugenden Punktes dieser Ellipse haben den Typus

$$x = h\cos\Theta,$$

$$y = k\cos\left(\Theta+\frac{\pi}{4}\right),$$

oder

$$\frac{x}{h} = \cos\Theta,$$

$$y\frac{\sqrt{2}}{k} - \frac{x}{h} = \sin\Theta.$$

Durch Quadrieren und Summieren erhält man:

$$\frac{2x^2}{h^2} - \frac{2\sqrt{2}\,xy}{hk} + \frac{2y^2}{k^2} = 1.$$

1) W. Thomsom, Mathem. and Phys. Papers **3**, 493, 1890.
2) Ann. d. Phys. (4) **11**, 1135, 1903.

Bezeichnen wir mit φ_1 und φ_2 die Winkel, welche die Achsen dieser Ellipse mit den Koordinatenachsen bilden, so erhalten wir:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{k^2 - h^2 + \sqrt{h^4 + k^4}}{\sqrt{2}\,hk}.$$

Der Wert dieser Winkel hängt einzig von dem Verhältnis $\frac{h}{k} = \lambda$ ab. Wir haben

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{1 - \lambda^2 + \sqrt{\lambda^4 + 1}}{\lambda\sqrt{2}},$$

das heißt:

$$\text{für } \frac{h}{k} = 0 \quad \text{wird } \varphi_1 = 90^0,$$
$$\text{für } \frac{h}{k} = \infty \quad \text{wird } \varphi_1 = 0^0,$$
$$\text{für } h = k \quad \text{wird } \varphi_1 = 45^0.$$

Lassen wir also den relativen Bereich einer der beiden Größen j und M sich ändern, so rotiert die Ellipse, und ihre Hauptachse geht aus der Richtung der Ordinatenachse in die der Abszissenachse über.

In einem späteren Teile dieser Arbeit werden wir sehen, wie dieser Verlauf der Magnetisierungskurve in den Versuchen seine Bestätigung findet. Für jetzt wollen wir uns darauf beschränken, zu untersuchen, welchen Einfluß das in die Spule eingeführte magnetische Material auf die Dämpfung und auf die Schwingungsperiode einer elektrischen Entladung ausüben kann.

Wenn F die an die Enden der Spule angelegte EMK. ist, und wenn wir mit N den Induktionsfluß und mit R den Widerstand des Stromkreises bezeichnen, so haben wir:

$$Rj = F - \frac{dN}{dt},$$

$$F = Rj + \frac{dN}{dt}.$$

Bezeichnen wir nun mit s den Flächeninhalt des inneren Spulenquerschnitts, während der Gesamtflächeninhalt der Drahtquerschnitte $\nu\pi r^2$ ist, so wird der Flächeninhalt des Querschnitts, durch welchen die Kraftlinien in die Luft austreten

$$s - \nu\pi r^2$$

sein; und da Nl die Gesamtzahl der Windungen ist, so wird der Ausdruck für den entsprechenden Induktionsfluß lauten:

$$N_1 = \gamma(s - \nu\pi r^2)\,Nl = 4\pi N^2 l(s - \nu\pi r^2)j.$$

Analog ist der Induktionsfluß in dem vom Eisen eingenommenen Teile des Querschnittes:

$$N_2 = lN\nu \int_s c\,ds,$$

wo

$$ds = 2\pi\varrho\,d\varrho$$

ist. Folglich ist:

$$N_2 = 2\pi\nu lN\int_0^r \varrho c\,d\varrho = \frac{8\pi^2\nu\mu l N^2 I}{\mathfrak{J}_0(inr)}\int_0^r \varrho\,\mathfrak{J}_0(in\varrho)\,d\varrho.$$

Vergleichen wir diese Gleichung mit der vorher für M gefundenen Gleichung (3), so finden wir, daß

$$N_2 = 4\pi\frac{\mu N}{\mu - 1}M$$

ist, und wir können auf diese Weise den Induktionsfluß N_2 berechnen, indem wir ihn aus dem für das magnetische Moment M des Drahtbündels gefundenen Werte ableiten.

Für sehr kleine Werte der Frequenz und für außerordentlich feine Drähte, also für sehr kleine Werte von (inr), ist

$$N_2 = 4\nu\pi^2 r^2 \mu\, l N^2 I \cos pt;$$

und für sehr große Werte von (inr)

$$N_2 = 4\pi\nu l N^2 r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\,I\cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right).$$

Nun ist

$$N = N_1 + N_2;$$

folglich ist für kleine Werte von (inr)

$$N = 4\pi N^2 l(s - \nu\pi r^2 + \nu\pi r^2\mu)j,$$

$$F = Rj + 4\pi N^2 l[s + (\mu - 1)\nu\pi r^2]\frac{dj}{dt};$$

und für den Fall, daß die Spule nicht aus einer einzigen, sondern aus m Drahtlagen bestände, deren Querschnitte $s_1, s_2, \ldots s_m$ wären, würden wir, wenn wir

$$\Sigma s = s_1 + s_2 + \cdots + s_m$$

einsetzten,

$$F = Rj + 4\pi N^2 l\left[\frac{\Sigma s}{m} + (\mu - 1)\nu\pi r^2\right]\frac{dj}{dt}$$

finden. Vergleichen wir diese Formel mit der, die man erhält, wenn man $\mu = 1$ setzt, also mit der, welche sich auf den Fall bezieht, daß der Eisenkern in der Spule fehlt, so finden wir sonach das wohlbekannte Ergebnis, daß die Gegenwart des Eisenkernes den Selbstinduktionskoeffizienten um den Betrag

$$\Delta L = 4\pi N^2 l(\mu - 1)\nu\pi r^2$$

erhöht.

Wir wollen jetzt zu dem für uns weit interessanteren Fall übergehen, daß die Drähte nicht äußerst dünn oder die Frequenzen ziemlich hoch sind. Für ziemlich großes (inr) und für eine Spule mit einer einzigen Drahtlage haben wir:

$$N = 4\pi N^2 l\left[(s - \nu\pi r^2)j + \nu r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\,I\cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)\right],$$

und für eine Spule von m Lagen:

$$N = 4\pi N^2 l\left[\left(\frac{\Sigma s}{m} - v\pi r^2\right) j + v r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\, I\cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)\right],$$

$$F = Rj + 4\pi N^2 l\left[\left(\frac{\Sigma s}{m} - v\pi r^2\right)\frac{dj}{dt} - v r\sqrt{\pi\sigma\mu p}\, I\sin\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)\right].$$

Es ist aber:

$$I\sin\left(pt - \frac{\pi}{4}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sin pt - \cos pt) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{p}\frac{dj}{dt} + j\right),$$

folglich:

$$F = \left[R + 4\pi N^2 l v r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu p}{2}}\right] j + 4\pi N^2 l\left[\frac{\Sigma s}{m} - v\pi r\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{2\pi}}\right]\frac{dj}{dt}.$$

Auch hier setzt sich, wie in Formel (3), der Ausdruck für F aus zwei Gliedern zusammen, deren eines j und deren anderes $\frac{dj}{dt}$ proportional ist.

Wir wollen mit R' und L' die Proportionalitätskoeffizienten bezeichnen, welche bei der Berechnung der Schwingungsperiode und der Dämpfung der Entladung die Bedeutung des Widerstandes bzw. des Selbstinduktionskoeffizienten im Stromkreise annehmen können. Der neue Widerstand R' wird dann:

$$R' = R + 2\pi N^2 l v r\sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}, \qquad (4)$$

und der Selbstinduktionskoeffizient:

$$L' = L - 2\pi N^2 l v r\left(2\pi r - \sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}\right), \qquad (5)$$

wo L, in Übereinstimmung mit der bekannten Formel

$$L = 4\pi N^2 l\frac{\Sigma s}{m},$$

den Selbstinduktionskoeffizienten des Stromkreises für Ströme von ganz niedriger Frequenz darstellt.

Somit wird F einfach durch

$$F = R'j + L'\frac{dj}{dt} \qquad (6)$$

ausgedrückt. Wenn dann die Frequenz einen solchen Wert annimmt, daß der Wert von $\sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}$ gegenüber $2\pi r$ zu vernachlässigen ist, so werden wir einfach haben:

$$R' - R = 2\pi N^2 l v r\sqrt{2\pi\sigma\mu p},$$
$$L' - L = -4\pi^2 N^2 l v\pi r^2.$$

Während also der Widerstand in jedem Falle infolge der Anwesenheit des Eisens wächst, kann dagegen die Selbstinduktion, wenn der Drahtdurchmesser groß oder die Frequenz sehr hoch ist, auch kleiner sein, als sie sein würde, wenn kein Eisen in der Spule wäre. Im allgemeinen jedoch hat man, wenn der Drahtdurchmesser ziemlich dünn ist, immer eine merkliche Magnetisierung des Kernes und infolgedessen eine Zunahme der Schwingungsperiode.

Die Formeln (4) und (5) können auch dazu dienen, den Einfluß zu zeigen, den die Einführung eines Metallkernes aus nichtmagnetischem Material in das Innere der Spule auf die Periode und auf die Dämpfung der Entladung auszuüben vermag. Man braucht nur

$$\mu = 1$$

zu setzen, und man sieht, daß immer

$$R' > R$$
$$L' > L$$

ist. Das sind die Ergebnisse, die sich aus der Theorie ableiten lassen. Wir wollen sehen, wie weit sie mit der Erfahrung in Einklang stehen, und in welcher Weise sie durch die Veränderlichkeit von μ verwickelt werden.

Die zu diesen Untersuchungen meist benutzte Methode ist gewöhnlich die der Periodenmessung mit rotierendem Spiegel. Wir haben auch zu dieser Methode gegriffen. Wir haben mit dieser Methode und der bereits von uns beschriebenen Versuchsanordnung die nachstehenden Ergebnisse erhalten.

Erste Versuchsreihe.

Wir benutzten bei diesen Versuchen einen Glasplattenkondensator mit einer Kapazität von 98100 cm. Dieser wurde durch eine Spule aus Kupferdraht mit drei Lagen entladen, deren Länge 45 cm betrug, und die einen Selbstinduktionskoeffizienten von 515300 cm hatte. Die Schlagweite betrug immer 5 mm. Die Schwingungsperiode, mit dem großen rotierenden Spiegel gemessen, war, wenn die Spule keinerlei Kern enthielt, 0,0000474 Sekunden.

Durch Einführung eines massiven zylindrischen Kupferkernes von 12 mm Durchmesser und 46,8 cm Länge wurde die Schwingungsperiode, wie das vorauszusehen war, viel kleiner, nämlich 0,0000411 Sekunden.

In diesen beiden Fällen waren die Entladungen so gedämpft, daß die Bilder bei ihrer Länge nicht auf die Platten kamen. Wurde dagegen ein massiver Stahlkern von 43,5 cm Länge und 12,6 mm Durchmesser in die Spule eingeführt, so wurde die Entladung sehr stark gedämpft, und es konnten nicht mehr als vier

halbe Perioden gemessen werden. Diese Halbperioden erwiesen sich als untereinander merklich an Größe verschieden. Wir teilen hier die Mittelwerte aus vielen Messungsergebnissen mit:

Ordnungszahl der Halbperiode	1.	2.	3.	4.
Dauer einer ganzen Periode (aus den Messungen für jede Halbperiode abgeleitet)	0,0000449	0,0000465	0,0000499	0,0000535

Wie man sieht, hat die Entladung keinen im eigentlichen Sinne periodischen Verlauf mehr. Die aufeinanderfolgenden Halbperioden haben eine mit dem Fortschreiten der Entladung fortgesetzt wachsende Dauer. Dieser Umstand zeigt ohne weiteres in schlagender Weise, daß auch in so schnell veränderlichen Feldern der Wert von μ von dem Werte der Feldstärke abhängt.

Bei Beginn der Entladung betrugen die Werte, welche die maximale Stromstärke erreichte, in diesem Falle mindestens 30 Ampere. Die Feldstärke war also beträchtlich, und die Schicht des Stahlkernes, welche an der Magnetisierung teilnehmen kann, war gesättigt. Wir sehen weiter, daß wir bei Strömen von dieser Frequenz, bei so starken Feldern, bei so großem Durchmesser des Eisenkerns, nur in dem Falle, den die Theorie voraussieht (siehe weiter unten), finden können, daß der Wert von L' kleiner ist als der Wert von L. Das zeigen uns deutlich die beiden ersten Halbperioden, welche eine merklich geringere Dauer haben als die, welche beobachtet wurde, wenn der Stahlkern nicht in die Spule eingeführt worden war. Im weiteren Verlauf haben wir mit wachsendem Werte von μ für die dritte und vierte Halbperiode eine merkliche Zunahme von L', und L' wird ziemlich viel größer als L.

Man begreift leicht, daß man, wenn man den massiven Stahlkern durch einen Kern aus dünnen Eisendrähten ersetzt, schon in den ersten Perioden eine merkliche Zunahme des Selbstinduktionskoeffizienten beobachten muß. In der Tat erhielten wir, als wir den Stahlkern durch einen Kern aus 0,04 cm dicken Eisendrähten von 46,5 cm Länge und 50,4 Gramm Gewicht ersetzten, die nachstehenden Werte für die aufeinanderfolgenden Halbperioden:

Ordnungszahl der Halbperiode	1.	2.	3.	4.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000523	0,0000528	0,0000524	0,0000573
Ordnungszahl der Halbperiode	5.	6.	7.	8.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000570	0,0000643	0,0000688	0,0000791

Als wir diesen Kern durch einen anderen aus noch dünneren Eisendrähten von 0,02 cm Stärke, 49 cm Länge und 43 Gramm Gesamtgewicht ersetzten, erhielten wir folgende Werte für die Periode:

Ordnungszahl der Halbperiode	1.	2.	3.	4.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000507	0,0000510	0,0000514	0,0000543
Ordnungszahl der Halbperiode	5.	6.	7.	8.
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000562	0,0000584	0,0000610	0,0000603
Ordnungszahl der Halbperiode	9.	10.	11.	
Dauer der entsprechenden ganzen Periode	0,0000678	0,0000685	0,0000800	

Der dünne Draht war magnetisch viel härter als der dicke, und überdies war, während die an der Magnetisierung aktiven Anteil nehmende Eisenmasse in diesem Falle größer war — und folglich auch die durch die Hysterese zerstreute Energiemenge größer war —, trotzdem die Dämpfung der Entladung viel kleiner.

Das beweist ohne weiteres, daß, auch unabhängig von der durch die Hysteresis absorbierten Wärme, trotzdem die Dämpfung der Entladung viel kleiner war.

Das beweist ohne weiteres, daß, auch unabhängig von der durch die Hysteresis absorbierten Wärme, die Energiezerstreuung infolge der Foucault-Ströme eine große Bedeutung gewinnt.

Zweite Versuchsreihe.

Die soeben mitgeteilten Ergebnisse finden ihre volle Bestätigung durch die Versuche, welche mit denselben Kernen, mit derselben Spule, mit derselben Funkenstrecke, aber mit einer kleineren Kondensatorkapazität von 67 500 cm angestellt wurden. Wir teilen nur die Hauptergebnisse in nachstehender Tabelle (s. nächste Seite) mit.

Wie in der vorigen Versuchsreihe ist die Dauer der ersten Halbperiode, wenn der Stahlkern in die Spule eingeführt wird, kürzer als wenn keinerlei Kern in der Spule vorhanden ist. Sowohl mit dem massiven Stahlkern als auch mit den anderen Kernen finden wir eine fortgesetzte Zunahme der aufeinanderfolgenden Halbperioden, aus denen sich die Entladung zusammensetzt, mit dem Fortschreiten der Entladung selbst.

Wert für $T \times 10^6$

Ordnungszahl der gemessenen Halbperiode	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ohne jeden Kern in der Spule	Für alle Perioden konstanter Wert 3,89	—	—	—	—	—	—	—	—
Mit massivem Stahlkern	„ 3,51	4,02	4,38	—	—	—	—	—	—
Mit dem Bündel aus 0,04 cm dicken Drähten	„ 4,37	4,69	5,03	5,74	5,78	—	—	—	—
Mit dem Bündel aus 0,02 cm dicken Drähten	„ 4,43	4,58	4,75	4,96	5,21	5,47	6,00	6,67	7,45

Dritte Versuchsreihe.

Bei dieser Versuchsreihe benutzten wir die beiden Luftkondensatoren, von denen bereits früher die Rede gewesen ist, nur konnten wir bei ebendieser und den weiteren seit dem Mai 1903 ausgeführten Versuchsreihen nicht mehr den durch die damalige Messung gegebenen Wert für die Kapazität verwenden. Beide Kondensatoren waren nämlich durch einen damals ausgebrochenen Brand schwer beschädigt worden und mußten wiederholt neu montiert werden, wobei viele der Gläser, welche die Belegungen trennen, ausgewechselt wurden. Die neue Kapazität der Kondensatoren belief sich bei Parallelschaltung auf 14310 cm und bei Kaskadenschaltung auf 3593 cm. Bei dieser Messungsreihe waren sie in Kaskadenschaltung angeordnet. Wir legten in den Kondensatorkreis ein Solenoid aus einer einzigen Lage gut isolierten Kupferdrahtes von 42,3 cm Länge und einem mittleren Windungshalbmesser von 1,05 cm. Wir bedienten uns zu den Messungen des schon erwähnten kleinen rotierenden Spiegels. Die Schwingungsperiode, wie sie bei Einschaltung des Solenoids ohne jeglichen Kern in den Stromkreis gemessen wurde, ergab sich zu 0,00000325 Sekunden.

Wir wollten uns nunmehr einen Begriff von der Dämpfung machen, welche ein in die Spule eingeführter Kupferzylinder hervorbringen kann. Wir fanden, daß die Schwingungsperiode, wenn das Solenoid einen Kupferzylinder von 12 mm Durchmesser und 46,8 cm Länge enthielt, herabging auf 0,00000261 Sekunden.

Dabei war die Anzahl der ganzen Perioden, die wir auf den Platten zählen konnten, auf 17 gesunken, ein deutliches Zeichen dafür, daß die Foucault-Ströme in den nichtmagnetischen Materialien eine Energiemenge zerstreuen, die hinreicht, um die Dämpfungszunahme aus der Entladung auch bei direkter Beobachtung des Funkens im rotierenden Spiegel wahrnehmbar zu machen. Es ist jedoch sicher, wie sich dies übrigens unmittelbar voraussehen läßt, daß sie in diesem Falle nicht die außerordentliche Bedeutung haben, welche sie bei großen Werten von μ annehmen.

Wir haben auch in diesen Photographien die einzelnen aufeinanderfolgenden Perioden der Entladung zu messen versucht, und haben im vorliegenden Falle natürlich gefunden, daß die Periode vom Anfang bis zum Ende der Entladung immer dieselbe blieb.

Wir haben dann weiter bei einer Messungsreihe in das Solenoid einen Kern aus 0,005 cm dicken Drähten von weichem Stahl von 44,5 cm Länge und 30 Gramm Gesamtgewicht eingeführt und die folgenden Messungsergebnisse gewonnen:

Ordnungszahl der aufeinanderfolgenden Halbperioden	1.	2.	3.
Mittelwerte . .	0,00000401	0,00000414	0,00000462
Ordnungszahl der aufeinanderfolgenden Halbperioden	**4.**	**5.**	**6.**
Mittelwerte . .	0,00000452	0,00000501	0,00000503
Ordnungszahl der aufeinanderfolgenden Halbperioden	**7.**		**8.**
Mittelwerte . .	0,00000550		0,00000555.

Als wir statt dessen einen Kern aus 0,005 cm starken Stahldrähten von 92 Gramm Gesamtgewicht in das Solenoid einführten, erhielten wir folgende Zahlenwerte:

Ordnungszahl der Halbperioden	1.	2.
Mittelwerte	0,00000606	0,00000794
Ordnungszahl der Halbperioden	**3.**	**4.**
Mittelwerte	0,00001109	0,00001288.

Wie man sieht, bestätigt der Verlauf dieser Versuche voll und ganz die Beobachtungen, welche wir bei Gelegenheit der beiden voraufgegangenen Versuchsreihen gemacht hatten.

Vierte Versuchsreihe.

Wir teilen noch eine weitere Versuchsreihe mit, welche ein bemerkenswertes Interesse bietet.

Wir haben auf ein Glasröhrchen aus 1,65 mm

starkem Kupferdraht eine Spule gewickelt. Diese hatte vier Lagen, war 5 cm lang und hatte insgesamt etwa 120 Windungen. In diese Spule konnten wir zwei Kerne einführen, einen massiven Kern aus weichem Eisen von prismatischer Gestalt von quadratischem Querschnitt, der 5 cm lang war und eine Seitenlänge von 0,55 cm hatte, und einen zweiten aus Magnetit, von denselben Abmessungen wie der erste, der aus einem Kristall dieses Minerals geschnitten war.

Natürlich wies das weiche Eisen eine weit höhere magnetische Permeabilität auf als der Magnetit, während dieser einen viel größeren elektrischen Widerstand hatte und magnetisch sehr hart war. Wir haben die in Rede stehende Spule einmal mit dem Glasplattenkondensator von 98100 cm Kapazität, das anderemal mit dem Luftkondensator von 14130 cm Kapazität verbunden und beide Male die Entladung erfolgen lassen, während wir in gewohnter Weise die Schwingungsperiode maßen, sowohl wenn der Eisenkern als auch wenn der Magnetitkern eingeführt war.

Die Messung der aufeinanderfolgenden Halbperioden, aus denen sich jede Entladung zusammensetzt, liefert im vorliegenden Falle, wenn die Spule den Eisenkern enthält, einen Wert, der gegen das Ende der Entladung kaum wächst, im Gegensatz zu den gewöhnlich gemachten Beobachtungen; hingegen ist die Dämpfung stets sehr merklich. Die Schwingungsperiode erweist sich bei der höheren Frequenz, die wir bei dieser Versuchsreihe hatten, deutlich kleiner, wenn der Eisenkern in die Spule eingeführt ist, als wenn er nicht darin ist. Bei der geringeren Frequenz hingegen ergibt er sich für diese beiden Fälle als nahezu gleich. Wir haben also den von der Theorie vorhergesehenen Fall, daß nämlich die Einführung des Eisenkernes die Selbstinduktion merklich vermindern kann. Führen wir jedoch den Magnetitkern ein, so finden wir deutlich die Erscheinung der allmählichen Zunahme der Periode mit dem Fortschreiten der Entladung und die Zunahme jeder Periode gegenüber ihrem Werte ohne den Magnetitkern.

Wir geben hier die Ergebnisse unserer Messungen an zwei Photographien wieder, deren eine mit dem Eisenkern in der Spule, und deren andere mit dem Magnetitkern aufgenommen worden ist. Die mitgeteilten Werte geben die Dauer der aufeinanderfolgenden ganzen Perioden an, wie sie aus der Messung aller Halbperioden abgeleitet sind. In beiden Fällen gelangte derselbe Kondensator zur Verwendung:

Dauer der aufeinanderfolgenden Halbperioden einer Entladung mit Eisenkern in der Spule:

0,0000175	0,0000172	0,0000174	0,0000178
	0,0000178	0,0000180.	

Dauer der aufeinanderfolgenden Halbperioden einer Entladung mit Magnetitkern in der Spule:

0,0000184	0,0000182	0,0000197	0,0000199
	0,0000218	0,0000214.	

Wir lassen hier weiter die Mittelwerte aus verschiedenen Messungen folgen:

Kondensator von der Kapazität . . . . . in cm	98100	14310
Dauer der Schwingungsperiode in Sekunden, ohne Kern	0,0000177	0,00000652
„ mit Eisenkern	0,0000176	0,00000641
„ mit Magnetitkern	0,0000201	0,00000741

Die Dämpfung der Entladung ist mit dem Eisenkern etwas größer als mit dem Magnetitkern, während die Magnetisierung im zweiten Falle viel größer ist, obwohl das Material magnetisch viel härter und weniger permeabel ist. Das rührt von dem hohen spezifischen Widerstande des Magnets her, welcher eine beträchtliche Verringerung der Foucault-Ströme mit sich bringt. Diese Messungen zeigen uns also, welch große Energiemenge die parasitären Ströme zerstreuen, und welche Bedeutung sie für die Dämpfung besitzen.

Die hier mitgeteilten Experimentaluntersuchungen bilden somit eine volle Bestätigung der theoretischen Betrachtungen, welche wir im früheren Teile unserer Arbeit ausgeführt haben. Sie zeigen weiter deutlich, daß die Entladung aufhört, ein periodischer Vorgang zu sein, wenn wir Eisen in der Spule haben, und daß alsdann die Dauer der aufeinanderfolgenden Schwingungen mit fortschreitender Entladung, das heißt mit abnehmender Stärke des Magnetisierungsfeldes, wächst. Mit anderen Worten: in solchen schnell veränderlichen Magnetfeldern zeigt die Abhängigkeit von μ von der magnetisierenden Kraft einen analogen Verlauf, wie man ihn bei langsamen Änderungen der Feldstärke findet. Diese bemerkenswerten Änderungen der Periode, denen wir in einer und derselben Entladung begegnen, bilden eine klare Bestätigung unserer Ausführungen in unserer Mitteilung über die Untersuchung der Entladung in Eisendrähten. In unseren vorliegenden Untersuchungen haben wir die Einflüsse der Magnetisierung des Eisens scharf von denen der Foucault-Ströme getrennt und gezeigt, wie man die Versuchsbedingungen passend wählen kann, um vorwiegend den einen oder den anderen dieser Einflüsse zu erhalten.

Man könnte dazu schreiten, aus dem gesammelten Versuchsmaterial den Wert von μ experimentell zu bestimmen.

Wir machen übrigens darauf aufmerksam, daß diese Untersuchungen sehr geeignet sind, unsere Kenntnisse über die Art und Weise, wie die Entladung erfolgt, wenn sich in dem von ihr erzeugten Magnetfelde Eisen befindet, zu vermehren, zu klären und zu berichtigen, daß sie dagegen einen indirekten und verwickelten Weg zum Übergang von dem Werte der Periode zu dem von μ bieten, und daß sie auf jeden Fall nur zur Bestimmung eines Mittelwertes führen.

Wir haben es deshalb vorgezogen, auf die unmittelbare Untersuchung der Magnetisierungsschleifen zurückzugreifen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. Dezember 1907.)

Lichtempfindlichkeit des Selens.

Von Chr. Ries.

Einige neuere Abhandlungen über die Lichtempfindlichkeit des Selens haben mich veranlaßt, meine Arbeiten über diesen Gegenstand („Das elektrische Verhalten des kristallinischen Selens gegen Wärme und Licht", Doktordissertation, Erlangen 1902) wieder aufzunehmen.

Die Wirkung des Lichts auf das kristallinische Selen ist eine zweifache, es vermag den Widerstand der Selenzellen zu ändern, ferner eine E.M.K. in ihnen zu erzeugen. Je nach dem Zweck, dem das Selen dienen soll, ist die Herstellung der Zellen eine verschiedene (Diss. S. 5—7, 12, 30). Im allgemeinen unterscheidet man folgende Arten:

I. Feste Selenelemente, die bei Beleuchtung ihren Widerstand ändern.

II. Photoelektromotorisch wirksame Elemente und zwar

a) feste
b) galvanische.

I.

Ich will mich vorerst den Selenelementen zuwenden, die unter dem Einfluß des Lichts ihren Widerstand verringern. Die verschiedenen Arbeiten über diese Erscheinung zeigen, daß die Herstellung der zu den Versuchen benützten Elemente recht verschieden war in bezug auf die Überführung des Selen in den kristallinischen Zustand, die Höhe der Temperatur, die Dauer der Erwärmung, die Art der Abkühlung usw. Ich habe es mir zur Aufgabe gemacht, die einzelnen Methoden zu untersuchen, um feststellen zu können, welche von ihnen sich am besten bewährt. Nun ist es aber eine bekannte Tatsache, daß Selenelemente selten auch nur annähernd gleich ausfallen. Es war daher notwendig, besonders sorgfältige Vorarbeiten auszuführen.

In Steinplatten wurden parallel zueinander in geringem Abstande Vertiefungen geritzt. Die Drähte wurden erst mäßig stark erwärmt und dann in diese Vertiefungen gelegt. Dadurch wurde erreicht, daß die Drähte fest an der Platte hafteten und bei der nachfolgenden Erwärmung ihre Lage nicht änderten.

Zur Erwärmung benutzte ich ein Luftbad. In einem Metallzylinder war in horizontaler Lage ein dickes Kupferblech zur Aufnahme der Präparate aufgehängt. An zwei gegenüberliegenden Stellen desselben waren Thermometer angebracht, welche so lange verschoben wurden, bis sie 217° anzeigten, wenn ein auf dem Kupferblech liegendes kristallinisches Stück Selen schmolz. Die Thermometer gaben nun die genaue Temperatur der auf dem Kupferblech liegenden Präparate an. Die Erwärmung des Zylinders erfolgte durch mehrere kleinere Flammen gleichmäßig. Die Herstellung geschah stets im verdunkelten Zimmer.

Zur Beleuchtung diente eine schwächere, konstante Lichtquelle, deren Wärmestrahlen nach Möglichkeit ausgeschlossen waren. Sämtliche Versuche wurden bei gleicher Beleuchtung ausgeführt.

Zur Überführung des Selens in den kristallinischen Zustand habe ich in meiner Dissertation (S. 12—14) 4 Methoden angegeben und zwar:

a) Die Selenpräparate werden erst im amorphen Zustand hergestellt und durch nochmalige Erwärmung auf 100—217° in den kristallinischen Zustand übergeführt.

b) Die mit Draht bewickelten Platten werden auf 100—217° erwärmt und dann mit dem amorphen Stangenselen bestrichen; dasselbe schmilzt dann und geht gleich darauf in den kristallinischen Zustand über.

c) Erhitzt man das Selen bis über den Schmelzpunkt, kühlt es rasch auf 210° ab und erhält es längere Zeit auf dieser Temperatur, so geht es allmählich in den kristallinischen Zustand über.

d) Man trägt das Selen bei einer Temperatur über 217° auf und kühlt es unter beständigem Rühren und Erschüttern ab; das Selen geht dann allmählich in den kristallinischen Zustand über (während es ohne Rühren in den amorphen übergehen würde).

Die Methode d lieferte Elemente von äußerst hohem Widerstand und recht geringer Empfindlichkeit. Ich kann daher über diese Methode nur dasselbe ungünstige Urteil fällen,

wie ich es über die Methode c bereits in meiner Dissertation (S. 13) abgegeben habe.

Um Elemente, die nach der Methode a bezw. b ausgeführt werden, miteinander vergleichen zu können, habe ich immer ein Paar miteinander hergestellt. Ein amorphes Selenpräparat und eine umwickelte Platte wurden zugleich erwärmt; das Selenpräparat ging allmählich in die kristallinische Modifikation über und bei einer Temperatur von etwa 200° wurde die Platte mit Selen bestrichen; hierauf wurden beide Elemente abgekühlt. Auf diese Weise stellte ich 3 Paare her. Die nach der Methode a hergestellten Elemente waren sämtlich gut brauchbar, von den nach der Methode b hergestellten war nur eines brauchbar. Von den beiden anderen Elementen hatte das eine nur geringe Empfindlichkeit und einen sehr hohen Widerstand, der beständigen Schwankungen unterworfen war, das andere aber zeigte fast gar keine Empfindlichkeit und einen sehr geringen Widerstand, der 2 Stunden nach der Herstellung zwischen 1000—1500 und am folgenden Tage zwischen 5000 und 8000 Ohm schwankte. Aus diesen Versuchen ergibt sich, daß die Methode b unzuverlässig ist, wie auch aus späteren Versuchen geschlossen werden kann.

Es handelt sich nun darum, mittels der Methode a zu untersuchen, unter welchen Bedingungen man die besten Selenelemente erhält; dieselben müssen möglichst hohe Empfindlichkeit mit geringem Widerstand verbinden, Widerstand und Empfindlichkeit müssen möglichst konstant sein, der Photoeffekt möglichst rasch sein Maximum erreichen, Nachwirkung und der Einfluß von Erschütterungen möglichst gering sein.

Ruhmer[1] und Hesehus[2] unterscheiden zwischen hartem und weichem Selen; ersteres entsteht beim Erhitzen von 100—150° und darauffolgender rascher Abkühlung, letzteres bildet sich beim Erhitzen bis 200° und langsamer Abkühlung. Nach Hesehus wird beim harten Selen infolge der schnellen Abkühlung eine wenig empfindliche äußere Schicht gebildet, welche nur wenig permeabel für schwache Lichtstrahlen ist. Meine Versuche haben indes gezeigt, daß gerade durch rasche Abkühlung die Empfindlichkeit der Elemente gesteigert wird. Ich kann daher mit der genannten Einteilung nicht einverstanden sein. Nach Ruhmer ist das harte Selen empfindlich für starke Beleuchtung, weiches Selen sehr empfindlich für schwache Beleuchtung, ändert aber bei starker Beleuchtung seinen Widerstand verhältnismäßig weniger als die harten Zellen. Meine bei niedriger Temperatur hergestellten Elemente zeigten durchweg hohen, veränderlichen Widerstand und geringe Empfindlichkeit, so daß sie praktisch keine besondere Bedeutung erlangen; ich habe sie daher von meinen weiteren Versuchen ausgeschlossen.

Durch frühere Versuche (Diss. S. 26, 27) habe ich bereits nachgewiesen, daß der Widerstand der Elemente mit der Höhe der Erwärmung bis zum Schmelzpunkt beständig abnimmt, die Lichtempfindlichkeit dagegen bei 195° ihr Maximum erreicht, um nachher wieder zu fallen. Bei diesen Versuchen wurde damals langsame Abkühlung angewendet, rasche Abkühlung aber nicht weiter beachtet. Ich habe nun diese Versuche mit besonderer Berücksichtigung der raschen Abkühlung wieder auf-

1) Diese Zeitschr. **3**, 468, 1902.
2) Diese Zeitschr. **7**, 163, 1906.

Tabelle Ia.

Temperatur	Widerstände (1000er fehlen)						Photoeffekt		Nachwirkung	
	im Dunkeln		belichtet		abgedunkelt					
	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung
170°	1300	1810	770	1230	980	1430	0,407	0,321	2,52	2,90
180°	726	630	398	410	498	483	0,451	0,349	3,28	3,01
190°	126	126	66	75	89	91	0,476	0,405	2,61	3,19
200°	120	111	57	69	76	83	0,525	0,379	3,32	3,00
210°	75	96	36	64	50	75	0,520	0,333	2,78	2,91
216,5°	67	67	31	43	44	51	0,537	0,358	2,77	3,00

Ib.

170°	1530	2080	940	1430	1210	1710	0,386	0,314	2,18	2,32
180°	786	676	480	452	608	538	0,389	0,331	2,39	2,61
190°	150	137	86	84	116	107	0,426	0,387	2,13	2,30
200°	130	123	72	77	98	96	0,446	0,374	2,23	2,42
210°	77	97	43	—	58	—	0,442	—	2,27	—
216,5°	68	67	38	48	53	56	0,441	0,284	2,00	2,11

genommen. Zwei Elemente, welche möglichst gleich hergestellt waren, wurden zugleich mäßig rasch bis 170° erwärmt und das eine rasch, das andere langsam abgekühlt. Zwei Stunden nach der Herstellung wurden dieselben geprüft und nach weiteren 12 Stunden einer zweiten Prüfung unterzogen. Hierauf erwärmte ich dieselben Präparate der Reihe nach bis 180°, 190°, 200°, 210°, 216,5°. Die Abkühlung und Prüfung war die gleiche wie bei 170°. Tabelle I enthält eine meiner Versuchsreihen und zwar finden sich in Tabelle Ia die Resultate der ersten nach 2 Stunden erfolgten Prüfung und in Ib die der zweiten Prüfung nach weiteren 12 Stunden.

Die Nachwirkung des Lichts nach der Abdunkelung ist in den Tabellen angegeben als der Quotient aus der Widerstandsänderung bei der Belichtung und der Widerstandsänderung bei der nachfolgenden Abdunkelung. Je geringer die Widerstandsänderung bei der Abdunkelung ist, desto größer ist die Nachwirkung, desto größer ist aber auch der Quotient. Derselbe gibt also direkt die Größe der Nachwirkung an. Die Belichtung und Abdunkelung wurde in der Weise vorgenommen, daß stets 3 Minuten lang belichtet und dann 3 Minuten abgedunkelt wurde. Die in den Tabellen angegebenen Größen beziehen sich also auf 3 Minuten lange Belichtung und 3 Minuten lange Abdunkelung.

Aus den Tabellen und anderen Versuchsreihen ergibt sich: der lichtelektrische Effekt nimmt bei langsamer Abkühlung mit der Temperatursteigerung beständig zu, um von 200° ab wieder zu fallen. Dieses Resultat stimmt mit meinen früheren Versuchsergebnissen genau überein, nach denen das Maximum der Lichtempfindlichkeit bei 195° liegt. Bei rascher Abkühlung dagegen erleidet der Photoeffekt bis zum Schmelzpunkt immer noch eine mäßige Zunahme. Die Lichtempfindlichkeit ist bei rascher Abkühlung bedeutend stärker als bei langsamer; doch nimmt die bei rascher Abkühlung erhaltene Lichtempfindlichkeit (besonders über 200°) rasch wieder ab, während der bei langsamer Abkühlung hervorgerufene Effekt (namentlich unter 200°) sich mit der Zeit weniger ändert. Die Nachwirkung war bei den rasch abgekühlten Elementen im allgemeinen geringer als bei den langsam abgekühlten, nimmt aber zugleich mit dem Photoeffekt allmählich ab.

Die vorstehenden Versuche gaben die Veranlassung zu einer Reihe weiterer Fragen, die ich kurz folgendermaßen ausdrücken will:

1. Wie ändert sich die Lichtempfindlichkeit bei längerer Erwärmung auf 195°?

2. Wie ändert sich die Lichtempfindlichkeit bei längerer Erwärmung auf 210°?

3. Wie ändert sich Lichtempfindlichkeit, Nachwirkung und Widerstand der rasch bezw. langsam abgekühlten Elemente mit der Zeit?

Um die erste Frage zu beantworten, habe ich zwei möglichst gleiche Elemente 1 Minute lang auf 195° erwärmt und das eine rasch, das andere langsam abgekühlt. Eine Stunde nach der Herstellung erfolgte die erste, nach weiteren 12 Stunden die zweite Prüfung. Hierauf wurden beide Elemente 10 bezw. 20 bezw. 30 bezw. 40 Minuten auf 195° erhalten, die Abkühlung und Prüfung vollzog sich wie im ersten Fall. Die Resultate einer meiner Versuchsreihen finden sich in Tabelle II.

Tabelle II.

Dauer der Erwärmung	Effekt nach 1 Std.		Effekt nach 12 Std.	
	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung
1 Min.	0,351	0,325	0,319	0,301
10 „	0,433	0,397	0,398	0,367
20 „	0,500	0,432	0,436	0,398
30 „	0,553	0,447	0,491	0,412
40 „	0,578	0,453	0,487	0,414

Aus den Versuchen folgt, daß bei längerer Erwärmung auf 195° die lichtelektrische Empfindlichkeit bedeutend zunimmt und zwar zeigen die rasch abgekühlten Elemente einen größeren Photoeffekt als die langsam abgekühlten; dieser nimmt jedoch bei den schnell abgekühlten Zellen mit der Zeit rascher ab als bei den langsam abgekühlten. Während bei den Zellen, die mäßig rasch erwärmt und nur kurze Zeit auf dieser Temperatur erhalten wurden, die Lichtwirkung sich allmählich vollzieht, nähert sich bei den längere Zeit auf 195° erwärmten Elementen der Effekt sehr rasch einem Maximum. Auch nimmt die Nachwirkung mit der Dauer der Erwärmung etwas ab. Die Lichtempfindlichkeit wird somit durch lang dauernde Erwärmung auf 195° sehr begünstigt. Ferner verringert sich mit der Dauer der Erwärmung der Widerstand der Elemente. Erschütterungen hatten bei den längere Zeit erhitzten Zellen keinen wesentlichen Einfluß.

Zur Beantwortung der zweiten Frage wurden 2 Elemente auf 210° erwärmt, das eine rasch, das andere langsam abgekühlt und 1 Stunde

Tabelle III.

Dauer der Erwärmung	Effekt	
	rasche Abkühlung	langsame Abkühlung
4 Min.	0,333	0,313
8 „	0,298	0,348
12 „	0,338	0,362
16 „	0,285	0,340
20 „	0,308	0,313

nach der Herstellung geprüft. Hierauf erfolgte die zweite, etwas längere Erwärmung usw. Tabelle III enthält die Resultate dieser Versuchsreihe.

Aus Tabelle I hat sich ergeben, daß die durch Erwärmung auf 195° und langsame Abkühlung erzeugte Lichtempfindlichkeit durch die nachfolgenden Erwärmungen auf höhere Temperaturen beständig herabgedrückt wurde; man könnte daraus schließen, daß Temperaturen über 200° die Lichtempfindlichkeit zu zerstören suchen. Tabelle III zeigt indes, daß der Effekt durch die Dauer der Erwärmung nicht wesentlich beeinflußt wird; in einigen Fällen wurde eine geringe Zunahme, in anderen eine unbedeutende Abnahme beobachtet. Rasche und langsame Abkühlung hatten in diesem Falle keinen wesentlichen Einfluß. Die durch Erwärmung auf 210° erhaltene Lichtempfindlichkeit ist also keiner besonderen Steigerung durch lange Erwärmung fähig, kann aber auch nicht durch dieselbe zerstört werden.

Von besonderer Bedeutung ist die dritte Frage. Zwei Elemente wurden über ½ Stunde auf 195° erwärmt und das eine rasch, das andere langsam abgekühlt. Um die Veränderung des Widerstands, der Lichtempfindlichkeit und der Nachwirkung mit der Zeit festzustellen, wurden die Elemente täglich geprüft. Tabelle IV enthält eine der angestellten Versuchsreihen.

Tabelle IV.

Tag	Effekt		Widerstand im Dunkeln		Nachwirkung	
	rasche Abkühl.	langs. Abkühl.	rasche Abkühl.	langs. Abkühl.	rasche Abkühl.	langs. Abkühl.
1.	0,580	0,458	69600	82200	3,09	2,66
2.	0,464	0,403	82800	97000	2,65	2,27
3.	0,393	0,334	84200	98000	2,29	1,98
4.	0,387	0,330	85000	98500	1,71	1,80
5.	0,398	0,342	83000	97000	1,87	1,85
6.	0,387	0,333	85000	98000	1,80	1,78

Auch bei diesen Versuchen zeigten die rasch abgekühlten Elemente einen bedeutend größeren Effekt als die langsam abgekühlten. Die Empfindlichkeit beider Arten sank in den ersten Tagen erst rasch, dann immer langsamer, um sich schon nach ungefähr drei Tagen einem Minimum zu nähern. Obwohl die rasch abgekühlten Elemente ein bedeutend stärkeres Sinken der Empfindlichkeit aufwiesen als die langsam abgekühlten, blieb doch der Effekt bei den rasch abgekühlten Zellen schließlich noch weit stärker. Rasche Abkühlung begünstigt also die Lichtempfindlichkeit. Die Nachwirkung war in den ersten Tagen bei den rasch abgekühlten Elementen größer als bei den anderen; es hat dies wohl seinen Grund in dem hohen photoelektrischen Effekt jener Elemente. Als aber die Lichtempfindlichkeit einen konstanten Wert angenommen hatte, war bei beiden Arten kein Unterschied mehr in der Nachwirkung zu beobachten. Was schließlich den Widerstand der Zellen betrifft, so nimmt derselbe bei beiden Arten schon nach wenigen Tagen eine ziemlich konstante Größe an.

Schließlich möchte ich noch eines bemerken. Elemente, welche mäßig rasch und nur kurze Zeit erhitzt worden waren, hatten gewöhnlich hohen Widerstand, der häufig Schwankungen unterworfen war. Ich erinnerte mich bei ihnen stets an die nach der Methode b hergestellten Elemente, welche z. T. dasselbe Verhalten zeigten. Es dürfte dies wohl auf der kurzen Erwärmung bei der Methode b beruhen. Da lang dauernde Erwärmung auf die Empfindlichkeit der Selenzellen einen günstigen Einfluß hat, so dürfte schon daraus auf die Unzuverlässigkeit der Methode b zu schließen sein.

Auf Grund all dieser Versuche komme ich zu dem Schluß: Selenpräparate müssen erst im amorphen Zustand hergestellt und durch nochmalige Erwärmung in die kristallinische Modifikation übergeführt werden; sie sind langsam bis 195° zu erwärmen, ungefähr ½ Stunde auf dieser Temperatur zu erhalten und rasch abzukühlen.

Bei den eben beschriebenen Arbeiten habe ich stets die gleiche Stromquelle (Akkumulator mit 2 Volt) benützt, weil die Leitfähigkeit des Selens mit Vergrößerung der E.M.K. zunimmt. Da ich wiederholt eine ganze Versuchsreihe mit demselben Selenelement ausführte, so mußte ich stets den Strom in der gleichen Richtung hindurchsenden; denn der Widerstand der Selenelemente ist je nach der Richtung des Stromes verschieden und außerdem erleichtert ein durch das Selen geleiteter Strom den Durchgang eines später in entgegengesetzter Richtung hindurchgeleiteten Stromes. Ich will hier einen Versuch anführen, zu dem ich ein Selenelement benützte, das in der einen Richtung 480,000, in der anderen 471,000 Ohm Widerstand hatte. Ich sandte durch dasselbe immer stärkere Ströme je 10 Minuten lang und maß dann den Widerstand in der entgegengesetzten Richtung. Tabelle V enthält die Resultate dieses Versuchs.

Tabelle V.

E.M.K.	0	0,4	0,8	1,2
Widerstand	480,000	476,000	474,000	473,000

E.M.K.	1,6	2	2 (Zwei Std. lang)
Widerstand	473,000	472,500	467,000

Zum Schluß will ich noch auf einen Punkt in meiner Dissertation zurückkommen. Ich habe nachgewiesen, daß das auf höhere Temperatur erwärmte Selen innerhalb gewisser Grenzen einen positiven Temperaturkoeffizienten besitzt und daß das Maximum des Widerstands bezw. der positive Temperaturkoeffizient schon nach kurzer Zeit eine beständige Lage einnimmt. Ich habe nun das Selenelement, dessen Maximum vor sechs Jahren bei $+23^0$ lag, nochmals nachgeprüft und gefunden, daß sich dasselbe nicht um einen Grad verschoben hat. Dadurch wird meine damalige Behauptung vollkommen bestätigt.

II.

Mitteilungen von Reinganum[1]) haben mich veranlaßt, meine Arbeiten über galvanische Selenelemente (Diss. S. 29—31) wieder aufzunehmen. Ich habe damals festgestellt, daß in galvanischen Selenelementen der lichtelektrische Strom stets in der Lichtrichtung fließt. Wenn die Selenelektrode im Dunkeln positiv ist, d. h. der Strom von ihr durch die Flüssigkeit fließt, so bewirkt das Licht eine Abnahme des vorhandenen Stromes oder erzeugt einen entgegengesetzt gerichteten Strom, ist die Selenelektrode aber im Dunkeln negativ, so wird dieselbe bei Belichtung noch stärker negativ, d. h. es erfolgt eine Zunahme des Stromes. Reinganum hat nun in den Stromkreis noch eine E.M.K. eingeschaltet und gefunden, daß die Empfindlichkeit in hohem Maße von der angelegten Spannung abhängt und bei einer bestimmten Spannung ein Maximum aufweist. War die mit Selen überzogene Elektrode mit dem negativen Pol verbunden, so erfolgte bei Belichtung stets eine deutliche Stromzunahme und zwar das Maximum bei $-0{,}506$ Volt; bei $+0{,}4$ und $+0{,}5$ Volt trat eine Stromabnahme ein. Dadurch wird das von mir aufgestellte Gesetz über die Richtung des photoelektrischen Stromes in galvanischen Selenzellen bestätigt. In einem Falle allerdings beobachtete Reinganum eine Ausnahme, bei $+0{,}6$ Volt trat nämlich eine geringe Stromzunahme ein. Reinganum meint, diese Zunahme könnte in der Erhöhung der Leitfähigkeit, die bei positiven Potentialen der erregten Spannung entgegenwirkt, begründet sein. Polarisation macht sich häufig geltend, ihr Einfluß äußert sich besonders bei Anlegen einer positiven Spannung. Als Elektrolyt verwendete er schweflige Säure von der Konzentration 3.12 Proz.

Ich habe nun den Einfluß der Polarisation auf die Lichtempfindlichkeit der Selenelektroden folgendermaßen untersucht: Zwei mit Selen überzogene Elektroden wurden einander gegenüber gestellt und die eine mit dem positiven, die andere mit dem negativen Pol eines Akkumulators verbunden; die E.M.K. wurde durch Abzweigung immer um 0,2 Volt geändert. Zuerst wurde der lichtelektrische Effekt der in sich geschlossenen Zelle bestimmt. Dann wurde eine E.M.K. von 0,2 Volt eingeschaltet; nach 20 Minuten wurde die Stromquelle ausgeschaltet und die mit dem negativen Pol verbundene Selenelektrode durch ein blankes Platinblech ersetzt. Dies geschah deswegen, weil nur die vorher mit dem + Pol verbundene Selenelektrode belichtet werden sollte und die Lichtwirkung auf die andere Selenelektrode nie ganz hätte ausgeschlossen werden können. Nachdem die Stromstärke im Dunkeln gemessen war, ließ ich die Lichtstrahlen 10 Sek. auf die Selenelektrode einwirken und bestimmte den Photoeffekt, d. h. die durch das Licht hervorgerufene Änderung der Stromstärke. Das Element durfte nun eine angemessene Zeit ausruhen, worauf die zweite Selenelektrode wieder eingesetzt, eine höhere E.M.K. eingeschaltet und der Versuch in der gleichen Weise wiederholt wurde. Um die Wirkung des Lichtes auf die mit dem negativen Pol verbundene Selenelektrode zu bestimmen, wurde eine neue Versuchsreihe bei gleichem Verfahren ausgeführt; es wurde dann die mit dem + Pol vorher verbundene Selenelektrode durch ein Platinblech ersetzt.

Tabelle VI enthält in der ersten vertikalen Reihe die elektromotorischen Kräfte, welche verwendet wurden, in der zweiten und dritten Reihe die Ausschläge bei Belichtung der mit dem + bezw. — Pol verbundenen Elektroden. Die erste horizontale Reihe gibt den lichtelektrischen Effekt der nichtpolarisierten Elektroden an.

Tabelle VI.

E.M.K.	Photoeffekt	
	+ Pol	— Pol
0	52	56
0,2	50	60
0,4	67	54
0,6	82	32
0,8	120	20
1	180	10
1,2	220	0
1,4	150	0
1,6	120	
1,8	100	
2	90	0
2	80	
2 10 Std.	37	

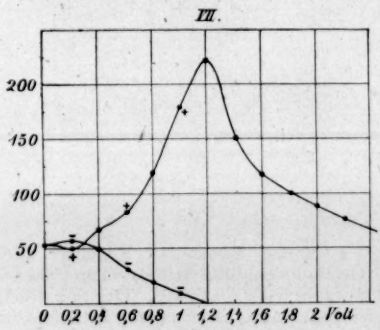
Die Kurven in VII veranschaulichen die Abhängigkeit des Photoeffekts von der Stärke der Polarisation. In horizontaler Richtung

1) Diese Zeitschr. **7**, 786, 1906; **8**, 293, 1907.

würde die E.M.K., in vertikaler der Effekt angetragen. Beide Kurven weisen am Anfang eine Unregelmäßigkeit auf, die eine biegt nach unten, die andere gleich stark nach oben aus; sie schneiden sich dann in einem Punkte, welcher dem Ausgangspunkt entspricht, hierauf steigt die eine rasch an, während die andere zum Nullpunkt abfällt. Beide Elektroden verhalten sich also genau entgegengesetzt, schließlich stimmt der Punkt maximaler Empfindlichkeit mit dem absoluter Unempfindlichkeit der anderen überein.

Als Flüssigkeit verwendete ich wegen der längeren Haltbarkeit der Elektroden gewöhnliches Wasser; der Widerstand meiner Elemente betrug ungefähr 1500 Ohm. In einigen Fällen wandte ich schwachprozentige Schwefelsäure an und erzielte bedeutend stärkere Ausschläge. Durch die von Reinganum vorgeschlagene Verdünnung der Selenschicht läßt sich die Empfindlichkeit noch weiter steigern.

Meine Versuchsergebnisse an galvanischen Selenelementen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:



Der Photostrom fließt stets in der Richtung der Lichtstrahlen, d. h. von der beschatteten durch die Flüssigkeit zur belichteten Selenelektrode. Polarisation kann den Photoeffekt ganz bedeutend fördern, aber auch vollständig vernichten. War die belichtete Elektrode mit dem positiven Pol verbunden, so begünstigt schwächere Polarisation den Effekt bedeutend, während ihn starke Polarisation schwächen kann. War aber die belichtete Elektrode mit dem negativen Pol verbunden, so schwächt schon geringere Polarisation den Effekt, um ihn schließlich ganz zu vernichten. Die Polarisation hat also nicht auf die Richtung, sondern nur auf die Stärke des photoelektrischen Stromes einen Einfluß.

Wir haben somit einen neuen Weg, durch geeignete Polarisation, Wahl einer entsprechenden Flüssigkeit und Dünnheit der Selenschicht galvanische Selenelemente höchster Empfindlichkeit herzustellen.

(Eingegangen 31. Dezember 1907.)

Über die Viskositätsanomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten.

Von E. Bose und F. Conrat.

Vor einiger Zeit hat der eine von uns in dieser Zeitschrift[1]) darauf hingewiesen, daß es sich bei den von Schenck und namentlich von dessen Schülern Eichwald und Bühner beschriebenen „sprungweisen" Dichte- und Viskositätsänderungen, welche an sogenannten kristallinischen Flüssigkeiten beobachtet wurden, gar nicht um wirkliche Diskontinuitäten handelt. Es sind vielmehr von den betreffenden Beobachtern selbst in zahlreichen Fällen Zwischenpunkte aus dem keineswegs sehr schmalen Gebiete schneller Änderungen der betreffenden Eigenschaft festgelegt worden. Es konnte jedenfalls aus den bisher vorliegenden Versuchen durchaus nicht mit Sicherheit auf die Existenz isothermer Unstetigkeiten geschlossen werden. Da aber quasi-sprungweise Änderungen ähnlichen Grades, wie die von Eichwald und Bühner beobachteten, auch bei Emulsionen nicht ausgeschlossen erscheinen, so waren die vorliegenden Beobachtungen keineswegs das Experimentum crucis gegen die Emulsionstheorie der kristallinischen Flüssigkeiten, als welches dieselben gewissermaßen von den genannten Forschern betrachtet wurden. Eher könnte umgekehrt der Nachweis, daß es sich hier nur um quasi unstetige d. h. auf ein gewisses Temperaturbereich sich erstreckende Änderungen gewisser Eigenschaften, keineswegs aber um isotherme Diskontinuitäten derselben handelt, zu einem Experimentum crucis gegen das Bestehen eines wahren Umwandlungspunktes werden. Demgemäß hat auch Herr Schenck der von ihm vertretenenen Theorie zuliebe in der Diskussion zu einem Vortrage des einen von uns[2]) folgerichtig die Genauigkeit der Beobachtungen von Eichwald und Bühner bezweifelt. Er führte aus, daß diese Herren z. B. ihre Beobachtungsröhrchen in einem Dampfmantel hängen hatten und den Siedepunkt und damit die Temperatur im Dampfraum durch Zusatz leichter oder schwerer siedender Flüssigkeit veränderten. Es sei dann die Möglichkeit nicht ausgeschlossen,

1) Diese Zeitschr. **8**, 347, 1907.
2) Siehe Zeitschr. f. Elektrochemie, 1907.

daß kleine Temperaturunterschiede längs des Ausflußröhrchens eingetreten seien. „Also," fährt Schenck fort, „ist es notwendig, daß man völlig isotherme Versuche durchführt, und daß man sich dem Klärungspunkte von beiden Seiten möglichst nähert und sieht, ob da ein scharfer Sprung auftritt oder diese Biegung." Die Fragestellung ist hiermit von Herrn Schenck klar dahin präzisiert worden, daß es darauf ankommt, ob sich bei genauerer Untersuchung die Kurvenform gemäß Kurve *a* oder *b* in der beistehenden Skizze (Fig. 1) gestaltet. Zum

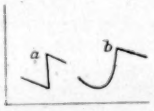


Fig. 1.

Zwecke der Ausführung derartiger Versuche stellte uns dann Herr Schenck Material zur Verfügung, und zwar eine Substanz, welche bezüglich Beständigkeit und Reinheit möglichst hohen Anforderungen genügt, nämlich Anisaldazin. An dieser Substanz sind unter Einhaltung aller erforderlichen Vorsichtsmaßregeln die im folgenden beschriebenen Versuche ausgeführt worden.

Der ursprüngliche Plan war, das Reibungsröhrchen im Dampfe einer reinen siedenden Substanz aufzuhängen und die gewünschten Temperaturänderungen durch verschiedene Einstellung des Drucks zu erreichen. Diesbezügliche Vorversuche befriedigten uns aber nicht, zumal gerade wegen des von Herrn Schenck gegen die Beweiskraft der Versuche seiner eigenen Mitarbeiter erhobenen Einwandes dauernd die höchsten Anforderungen an die Reinheit der siedenden Substanz hätten gestellt werden müssen. Demgegenüber erwies sich für unsere Zwecke als sehr viel brauchbarer und handlicher ein Thermostat mit geschmolzenem Paraffin als Flüssigkeit, in welchem durch eine kräftige Rührung die Temperaturhomogenität jederzeit genügend gewährleistet war. Fig. 2 zeigt die von uns gebrauchte Versuchsanordnung. Ein etwa 28 cm hohes und 12 cm weites Becherglas enthielt Thermoregulator, Reibungsröhrchen, Thermometer und Spiralrührer. Es hing in einem großen mit Asbest umkleideten Eisenring eines schweren Bunsenstatives. Umgeben war der eigentliche Thermostatenbehälter von einem zweiten, weiteren und höheren Becherglas, dessen Boden bis fast an den Rand entfernt war; dieses ruhte wieder auf einem trichterförmigen mit Asbest ausgekleideten Siedeuntersatz aus Schwarzblech, der ein direktes Bestreichen des Reservoirs durch

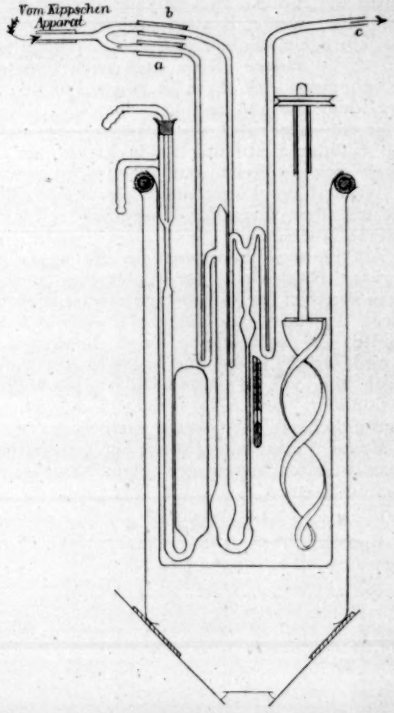


Fig. 2.

die Heizflamme ausschloß. Reguliert wurde die Heizflammengröße mittels eines Thermostatenventils nach Ostwald. Der Spiralrührer wurde von einem Elektromotor betrieben und die Tourenzahl des Rührers möglichst gesteigert, um eine recht intensive Durchmischung der Badflüssigkeit zu erzielen. Da die Aufstellung besonders fest arrangiert war, so konnten wir darin ziemlich weit gehen. Demgemäß stellte sich auch beim Überschreiten des Klärungspunktes in der einen oder anderen Richtung Klärung oder Trübung gleichzeitig im oberen und unteren Reservoir des Reibungsröhrchens ein. Zu Anfang und nach Beendigung jeder Durchflußzeit[1]) wurden genaue Temperaturablesungen gemacht, um die äußerste Temperaturschwankung während des Versuchs zu kennen. Da das fragliche Gebiet der mit steigender Temperatur wachsenden Ausflußzeiten sich mehrere Grad breit erwies, so genügte es für den einzelnen Versuch völlig, die Temperatur innerhalb einiger Zehntel Grade konstant zu

1) In der 2. Versuchsreihe auch inmitten der Durchflußzeit.

erhalten, was die Ausführung der Versuche erheblich beschleunigte und ein mehrfaches Durchwandern des ganzen Gebietes nach steigenden und fallenden Temperaturen ermöglichte. Das Intervall ist in unseren unten tabellarisch wiedergegebenen Versuchen stets angegeben und zugleich beigefügt, ob es im Sinne steigender (→) oder fallender (←) Temperaturen passiert wurde. Von einem Kippschen Kohlensäureentwickelungsapparat wurde dem Reibungsröhrchen ständig ein langsamer Strom gereinigter und getrockneter Kohlensäure zugeführt, der auch das Hinaufdrücken der Substanz in das obere Reservoir übernahm, sobald der Schlauch bei *b* durch einen Quetschhahn geschlossen wurde. Durch *c* strömte somit stets

Tabelle 1.

24. November 1907. Beobachter B.

Nr. der Beobachtung	Mittlere Temperatur in Celsiusgraden	Temperaturschwankung in Celsiusgraden	Durchflußzeit in Sekunden	Bemerkungen
65	169,9	0,6 →	118,3	
64	171,2	1,6 ←	117,4	
66	171,85	1,7 →	118,8	
63	176,8	2,4 ←	111,4	Ausflußzeit fällt mit steigender Temperatur.
62	178,1	1,3 →	110,0	
48	179,15	0,1 ←	112,6	
49	179,75	0,3 →	109,8	
14	180,0	0,0	107,7	
15	180,0	0,0	107,4	Minimum.
16	180,0	0,0	107,7	
50	180,5	0,2 →	109,8	
51	181,5	0,1 →	111,6	
52	181,25	0,1 ←	112,4	
53	181,35	0,1 →	114,6	
42	181,4	0,2 →	117,7	
18	181,55	0,3 →	114,3	
54	181,65	0,1 →	116,2	
59	181,7	0,0	117,0	Mit steigender Temperatur zunehmende Ausflußzeit.
44	181,8	0,0	115,0	
43	181,9	0,0	118,9	
20	181,95	0,1 →	114,8	
58	181,95	0,1 ←	117,4	
60	182,05	0,1 →	117,0	
21	182,0	0,0	117,6	
19	182,1	0,0	120,3	
17	182,5	0,4 ↩	119,2	
61	182,6	0,4 →	119,6	
55	182,85	0,9 →	127,2	Temperaturanstieg bei diesem Versuch sehr schnell, während der letzten 3—4 Sekunden fließt die Substanz klar durch.
45	182,8	0,0	177	Die Substanz fließt inhomogen, teils klar, teils trübe durch.
46	182,8	0,4 →	151,7	Die erste Hälfte fließt trübe, die zweite klar ab.
47	183,05	0,1 →	167,0	
57	183,4	0,4 ←	165,6	
56	183,8	0,2 ←	167,6	
22	184,05	0,5 ←	173,9	
41	184,2	0,2 ←	165,8	
24	184,33	0,25 →	166,3	
23	184,5	0,6 ←	168,2	
25	184,65	0,1 →	162,9	
26	184,8	0,0	159,9	
38	185,25	0,5 →	171,8	
39	185,9	0,0	166,2	
40	185,9	0,0	166,2	Stets in völlig klarem Zustande durchfließend. Ausflußzeit nimmt bei Temperatursteigerung ab.
27	186,85	1,1 →	157,5	
31	187,95	0,1 →	157,3	
32	188,2	0,1 →	156,7	
30	188,2	0,6 →	155,1	
37	189,0	0,0	161,5	
36	189,2	0,6 →	158,5	
29	189,75	1,5 ←	151,0	
28	189,8	1,4 →	150,9	
34	190,8	0,4 →	157,0	
33	190,95	0,9 →	160,0	
35	191,1	0,2 →	154,1	

Die durchfließende Substanz ist stets vom ersten bis zum letzten Augenblicke völlig in trübflüssigem Zustande.

Kohlensäure aus und die Substanz konnte demnach niemals mit Luft in Berührung kommen.

Die uns von Herrn Schenck zur Untersuchung übersandte Substanz wurde vor Beginn der Versuche in einer Kohlensäureatmosphäre bei 100° getrocknet, um Spuren des zum Umkristallisieren verwendeten Benzols zu vertreiben. Die Einfüllöffnung des Reibungsröhrchens wurde alsdann zugeschmolzen, so daß nur die Röhrchen *a*, *b*, *c* für den Kohlensäurestrom noch offen blieben. Das Schmelzen der Substanz wurde erst eingeleitet, nachdem längere Zeit zum Vertreiben der Luft verstrichen war.

Tabelle 2.

26. November 1907. Beobachter C.

Nr. der Beobachtung	Mittlere Temperatur	Temperaturschwankung während des Versuchs	Durchflußzeit in Sekunden	Bemerkungen
124	163,8	0,4 ←	113,7	Die ausfließende Substanz ist stets vom ersten bis zum letzten Augenblicke völlig in trübflüssigem Zustande.
125	164,0	0,8 →	112,6	
123	164,95	0,4 →	111,8	
122	167,4	0,5 ←	113,7	
121	168,5	0,6 ←	112,4	
128	169,5	0,5 ←	108,9	
126	171,1	0,4 →	108,4	Ausflußzeit fällt bei Anstieg der Temperatur.
114	171,6	2,1 ←	108,6	
127	171,6	0,6 ←	107,6	
113	174,2	1,1 ←	111,0	
112	174,65	0,1 →	112,7	
111	176,4	0,4 ←	109,8	
110	177,2	0,4 →	110,1	
94	177,5	0,4 →	106,2	Minimum.
97	178,73	0,3 ←	107,9	
93	179,23	1,6 ←	108,5	
98	179,9	0,25 →	112,5	
87	179,9	0,2 ←	110,1	
86	180,0	0,6 ←	110,5	
99	180,58	0,15 →	113,5	
100	180,95	0,1 →	116,5	Mit steigender Temperatur zunehmende Ausflußzeit.
89	181,05	0,3 ←	113,8	
88	181,07	0,1 ←	113,9	
101	181,2	0,2 →	116,6	
103	181,23	0,15 ←	118,2	
90	181,25	0,15 →	114,5	
104	181,25	0,1 →	122,1	
105	181,28	0,3 →	121,2	
102	181,37	0,15 ←	119,2	Unterhalb der Kapillare Spuren von Klärung.
92	181,45	0,45 ←	115,6	Alles trübe.
91	181,55	0,1 →	124,0	Alles trübe.
106	181,67	0,1 →	130,6	Unterhalb der Kapillare Spuren von Klärung.
107	181,72	0,05 ←	123,8	do. do. do. do. do. do.
108	181,9	0,1 →	122,6	do. do. do. do. do. do.
83	182,5	0,8 ←	163,5	Temperatur ändert sich schnell, während der letzten 2 Sekunden des Versuchs tritt Trübung auf, sonst stets völlig klar.
109	182,6	0,2 →	166,9	Stets völlig in klarem Zustande durchfließend. Ausflußzeit nimmt mit steigender Temperatur ab.
84	183,0	0,2 ←	162,6	
79	183,3	0,8 →	163,1	
68	183,7	0,55 →	161,7	
82	183,7	0,75 →	160,7	
81	184,07	0,4 ←	160,4	
80	184,1	0,1 →	161,0	
69	184,2	0,35 ←	161,6	
129	184,85	0,95 ←	166,7	
70	185,95	0,85 →	159,5	
71	186,75	0,1 →	160,6	
72	186,95	0,0	158,6	
130	187,1	1,3 →	160,3	
77	189,45	0,2 →	152,4	
78	189,47	0,1 →	151,2	
75	191,78	0,1 →	149,8	
74	191,78	0,35 ←	147,5	
76	192,1	0,2 →	148,8	
73	193,9	1,0 ←	145,1	

Wir führen im folgenden zwei Beobachtungsreihen an, welche von zwei unabhängigen Beobachtern B. und C. durchgeführt worden sind; beide ergeben übereinstimmend, daß schon einige Grade unterhalb der Klärungstemperatur die Ausflußzeit ein Minimum erreicht, von welchem aus sie gegen die Klärungstemperatur hin in immer stärkerem Maße ansteigt. Die Kurvenform gestaltet sich durchaus derart, wie der eine von uns sie von emulsionstheoretischen Gesichtspunkten aus entworfen und an den Beobachtungen Eichwalds und Bühners bestätigt gefunden hatte. Von einer isothermen Diskontinuität kann danach jedenfalls nicht mehr die Rede sein.

Es liegt uns durchaus fern, emulsionstheoretische Konsequenzen aus diesen Beobachtungen zu ziehen, wir wollen lediglich das beigebrachte Beobachtungsmaterial zur Diskussion stellen und darauf hinweisen, daß es jedenfalls durchaus gegen die Deutung der Klärungstemperatur als wahre Umwandlungstemperatur im Sinne der bisherigen Definition spricht. Wir bitten vielmehr nun Herrn Schenck, damit auch von unserer Seite subjektive Faktoren ausgeschlossen sind (vgl. die obenerwähnte Diskussion), seinerseits Versuche an Anisaldazin und möglichst noch an einer Reihe anderer Substanzen anzustellen, um sich persönlich davon zu überzeugen, daß die früher von dem einen von uns herangezogenen Versuche seiner (d. h. des Herrn Schenck) Mitarbeiter Eichwald und Bühner keineswegs allein auf Rechnung einer nicht genügend einwandfreien Versuchsanordnung zu setzen sind.

Betrachten wir das Beobachtungsmaterial der beiden Tabellen, so zeigt sich übereinstimmend, daß die trübe Flüssigkeit mit steigender Temperatur zunächst abnehmende Ausflußzeiten aufweist, d. h. normales Verhalten der Substanz vorliegt, bei weiterem Temperaturanstieg dagegen nehmen die Ausflußzeiten wieder zu und zwar in immer ausgeprägterer Weise, die Klärung der Flüssigkeit erfolgt an der Stelle des steilsten Anstieges, so daß die gerade eben völlig geklärte Flüssigkeit die höchsten Ausflußzeiten aufweist, von da an fällt bei weiterem Temperaturanstieg die Ausflußzeit wieder in normaler Weise ab. Die Kurve entspricht also durchaus dem Typus *b* von Fig. 1. Nach längerem Erhitzen der Substanz findet trotz der Kohlensäureatmosphäre eine spurenweise Zersetzung der Substanz statt, die in einem Sinken der Klärungstemperatur [182,8° in der ersten Reihe, ca. 181,6° in der zweiten Reihe] zum Ausdruck kommt. Gerade die Tatsache, daß die Kurvenform trotz Änderung der Klärungstemperatur durchaus die gleiche bleibt, ist beweisend dafür, daß nicht etwa eine Spur von Verunreinigung für die ganze Sache verantwortlich gemacht werden kann. Da Herr Bühner, der zuerst die Viskositätsverhältnisse des Anisaldazins untersucht hat, als Klärungstemperatur 180° angibt, so ist das von Herrn Schenck uns freundlichst zur Verfügung gestellte Präparat jedenfalls auch am Schlusse unserer Versuche noch erheblich reiner gewesen als das Bühnersche. Man kann demnach kaum im Zweifel darüber sein, daß auch die anderen von den Herren Eichwald und Bühner gefundenen Fälle von Übergangspunkten durchaus richtig beobachteten Tatsachen entsprechen und die Erscheinung keineswegs auf das Anisaldazin beschränkt ist.

Zum Schlusse sei nochmals darauf hingewiesen, daß uns eine rein emulsionstheoretische Deutung der Erscheinungen nicht angebracht erscheint, wie denn auch der eine von uns darauf hingewiesen hat, daß der Emulsionstheorie ebenfalls gewichtige Bedenken entgegenstehen. Um einen wahren Umwandlungspunkt oder Schmelzpunkt aber handelt es sich bei diesen Erscheinungen jedenfalls nicht.

Physikalisch-chemisches Laboratorium der Technischen Hochschule.

Danzig-Langfuhr, im Januar 1908.

(Eingegangen 14. Januar 1908.)

BESPRECHUNGEN.

Ernst Sommerfeldt, Physikalische Kristallographie vom Standpunkt der Strukturtheorie. VII u. 131 S. mit 122 Abbildungen. Leipzig, Chr. Herm. Tauchnitz. 1907. Gebunden M. 6,—.

Das Herrn Professor Becke in Wien gewidmete Buch bezweckt, wie Verfasser in der Vorrede hervorhebt, die sichergestellten Resultate der Arbeiten über Strukturtheorie von einem einheitlichen Standpunkt aus darzustellen, welcher die von Bravais, Sohncke, Schönfließ, Fedorow und Groth zugrunde gelegten Annahmen zu verbinden strebt. Nur Einteilung und Darstellungsart der Punktsysteme sind neu, nicht aber die darüber ausgesprochenen geometrischen Resultate. Den Hauptteil des Buches nimmt die geometrische Entwicklung der Strukturtheorie in Anspruch, die durch eine historische Übersicht ergänzt wird. Weiterhin wird dann die Anwendung der Strukturtheorie auf physikalisch-kristallographische Verhältnisse:

Ätzfiguren, Kohäsionseigenschaften, optisches Drehungsvermögen, Isomorphie, Morphotropie und Polysymmetrie, Zwillingsbildung und Begrenzungsflächen der Kristalle gegeben.

A. Sachs.

Robert Lüpke, Grundzüge der Elektrochemie auf experimenteller Basis. Fünfte, neu bearbeitete Auflage von E. Bose. 8. XII u. 271 S. Mit 80 Textfiguren und 24 Tabellen. Berlin, Julius Springer. 1907. Gebunden M. 6,—.

Wir besitzen eine Anzahl klassischer Werke über die neuere Elektrochemie, welche von Forschern herrühren, die an der Begründung des Gebietes selbst tätig gewesen waren. Jedem dieser Bücher ist die Eigenart seines Verfassers aufgeprägt: es betont den besonderen Anteil, den er an der Ausgestaltung des Gegenstandes genommen hat. Neben diesen Werken hat sich ein Büchlein einen Platz zu erobern verstanden, als dessen selbständige Leistung und Besonderheit zu nennen ist, daß das gesamte Lehrgebäude an der Hand von einfachen, mit großem Geschick durchgeführten Versuchen entwickelt wird. Der pädagogische Wert der hier angegebenen Apparate und Anordnungen erhellt am besten aus der Tatsache, daß wohl kaum eine Experimentalvorlesung über Elektrochemie gehalten wird, ohne daß dabei eine Anzahl der Lüpkeschen Versuche zur Ausführung gelangte.

Die Bearbeitung der fünften Auflage ist nach dem Tode des Verfassers in die Hände von E. Bose übergegangen. Die nahe Beziehung dieser Zeitschrift zu dem Bearbeiter verbietet eine besondere Hervorhebung der Vorzüge dieser Bearbeitung — genug, daß die neu hinzugefügten Stellen dem Charakter des Werkes aufs beste angepaßt sind. Bei manchen Auseinandersetzungen mag es dem Bearbeiter eine gewisse Entsagung gewesen sein, das Vorhandene unverändert zu lassen. Bei aller Pietät gegen den Autor könnte in den wohl bald erforderlichen weiteren Auflagen der Bearbeiter hier und da — z. B. bei der Einleitung zu den Flüssigkeitsketten (S. 134f.) oder bei der Wasserstoffkonzentrationskette (S. 147) — frisch zugreifen, streichen und Eigenes an die Stelle setzen.

Sicherlich wird das Werk wie bisher so auch in der Neubearbeitung weiter als eine zuverlässige, auch Fernerstehenden leicht zugängliche Einführung in das Gebiet der Elektrochemie sich nützlich erweisen.

A. Coehn.

A. E. H. Love, Lehrbuch der Elastizität. Autorisierte deutsche Ausgabe unter Mitwirkung des Verfassers besorgt von A. Timpe. (B. G. Teubners Sammlung von Lehrbüchern der mathematischen Wissenschaften. 24. Band.) gr. 8. XVI u. 664 S. mit 75 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 16,—.

A. Timpe bietet uns im vorliegenden Werke eine vorzügliche Übersetzung der zweiten Auflage von Loves „Treatise on the theory of Elasticity", eines Buches, wie wir es in ähnlicher Anlage und Ausführlichkeit auf dem Gebiete der Elastizitätstheorie zurzeit in Deutschland sonst nicht besitzen dürften. Es ist im Rahmen dieser kurzen Anzeige auch nicht annähernd möglich, von dem reichen Inhalt des fast 700 Seiten starken Bandes einen Begriff zu geben. Ich will hier nur auf eine sehr erfreuliche und nachahmenswerte Einrichtung hinweisen: das Buch beginnt mit einer 40 Seiten starken, ziemlich detaillierten Schilderung der Entwicklung der Elastizitätstheorie. Die Vorteile dieses Verfahrens liegen auf der Hand: Der Leser wird in die Genesis der Probleme eingeführt, erkennt die Schwierigkeiten derselben, sieht, woran frühere Bearbeiter scheiterten und wie die Schwierigkeiten schließlich überwunden werden konnten. Das Buch steht in diametralem Gegensatze zu vielen französischen Lehrbüchern, die infolge der vollendeten Eleganz der Darstellung dem Studierenden häufig den Eindruck erwecken, als ob die behandelte Materie etwas völlig Abgeschlossenes sei. Das vorliegende Buch — das ist vielleicht sein größter Vorzug — regt auf jeder Seite das „θαυμάζειν" an.

Cl. Schaefer.

Hugh Woods, Aether, a theory of its nature and of its place in the universe. London, „The Electrician" Printing and Publishing Company limited. (Ohne Jahreszahl.)

Charakteristisch für die Anschauungen des Verfassers sind die folgenden Sätze: „Wir sind so weit, daß wir sagen können: «Wärme, Licht usw. sind Bewegungsformen, und sind fähig, ineinander umgewandelt zu werden». Aber man kann noch jetzt, ohne Hoffnung auf Antwort, die Fragen aufwerfen: Was ist Wärme? Was ist Licht?"

Der Verfasser hofft alle diese Fragen, im wesentlichen wenigstens, zu lösen, scheinbar mit einer einzigen Hypothese über die Natur des Weltäthers (von dem er es übrigens für notwendig hält, zu versichern, daß er mit der chemischen Substanz gleichen Namens nichts zu tun habe), in Wirklichkeit vermittels unklarer Formulierungen und einer Anzahl versteckter, ihm selbst nicht zum Bewußtsein gekommener Annahmen.

Cl. Schaefer.

F. Auerbach, Das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung in Jena. Ihre wissenschaftliche, technische und soziale Entwicklung und Bedeutung. Für weitere Kreise dargestellt. 3. vermehrte Auflage. gr. 8. X u. 166 S. mit 97 Abbildungen und 1 Bildnis von Abbe. Jena, Gust. Fischer. 1907. M. 2,40, gebunden M. 3,—.

Über die außerordentlich hohe Bedeutung des Zeißwerkes für die physikalische Wissenschaft braucht der Berichterstatter dem Leserkreise dieser Zeitschrift gegenüber kein Wort zu verlieren. Nicht genügend bekannt dagegen ist vielleicht noch die hohe Bedeutung der allgemein menschlichen sozialen Einrichtungen, die sich an das Zeißwerk und die Carl-Zeiß-Stiftung knüpfen, alles in erster Linie ein Werk des verstorbenen Ernst Abbe. Die vorliegende, außerordentlich geschickt abgefaßte Darstellung kann daher nicht nur jeden Physiker als solchem, sondern überhaupt jedem Gebildeten auf das angelegentlichste empfohlen werden. E. Bose.

H. A. Lorentz, Lehrbuch der Physik. Zum Gebrauche bei akademischen Vorlesungen. Nach der 4. v. H. A. Lorentz u. L. H. Siertsema bearbeiteten Auflage u. unter Mitwirkung des Verfassers aus dem Holländischen übersetzt von G. Siebert. 2 Bände. gr. 8. VIII u. 1103 S. mit 493 Abbildungen. Leipzig, J. A. Barth. 1907. M. 18,—, geb. M. 20,—.

Es ist dem Berichterstatter stets als besonders fördernd für das Verständnis der verschiedenartigen Materien erschienen, wenn er denselben Gegenstand von mehreren verschiedenen Seiten dargestellt kennen lernen konnte. Aus diesem Grunde kann derselbe die Übertragung des Lorentzschen Lehrbuches der Physik ins Deutsche trotz der zahlreich vorhandenen guten Originalwerke deutscher Zunge nur mit Freude begrüßen. Es bedarf ja für den Fachphysiker nur der Namensnennung des Verfassers, um ihn die Überzeugung gewinnen zu lassen, daß es sich hier um eine durchaus sachgemäße Behandlung des Gebiets handelt. Gerade aus diesem Grunde aber muß der Referent seinem Bedauern darüber Ausdruck geben, daß der Übersetzer in der Wahl des deutschen Ausdrucks nicht gerade immer glücklich gewesen ist. So finden wir häufig das Wort „Stromgeber" statt des gebräuchlichen „Stromquelle"; ferner ist die Rede von einem „Langdraht-Galvanometer" (gemeint ist ein Galvanometer mit hohem inneren Widerstand); statt des gebräuchlichen Ausdrucks „die unabhängige Wanderung der Ionen" heißt es „die Bewegung der Ionen, unabhängig voneinander" usw. Auch der Ausdruck „die Elastizität von § 464", wobei nicht ein Kautschuk-Paragraph, sondern eine dort definierte Art von Elastizität gemeint ist, ist nicht gerade als glücklich zu bezeichnen. Natürlich betreffen diese Einwendungen nur den rein äußeren und in keiner Weise den inneren Wert des Werkes. E. Bose.

H. A. Lorentz, Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung nebst einer Einführung in andere Teile der Mathematik. Mit besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse der Studierenden der Naturwissenschaften. Unter Mitwirkung des Verfassers übersetzt von G. C. Schmidt. 2. Auflage. 8. VI u. 562 S. mit 123 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 12,—, gebunden M. 13,—.

H. A. Lorentz ist einer der ersten gewesen, welche die Grundlagen der höheren Analysis speziell für die Bedürfnisse von Nicht-Mathematikern insbesondere Studierenden der Naturwissenschaften und der Physik dargestellt hat. Das Werk ist dann später ins Deutsche übertragen worden und hat sich neben dem bekannten Nernst-Schönfließ einen zahlreichen Leserkreis erworben. Das Erscheinen einer neuen Auflage ist daher nur mit Freude zu begrüßen. E. Bose.

Fricks physikalische Technik oder Anleitung zu Experimentalvorträgen sowie zur Selbstherstellung einfacher Demonstrationsapparate. 7. vollkommen umgearbeitete und stark vermehrte Auflage von O. Lehmann. In 2 Bänden. II. Band. I. Abteilung. gr. 8. XVII u. 762 S. mit 1443 Textfiguren und 3 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 20,—, gebunden M. 22,—.

Der siebenten Auflage von Fricks „Physikalische Technik" ist an dieser Stelle schon früher gedacht worden und es bedarf daher nur des Hinweises darauf, daß nunmehr auch Band 2, erste Abteilung, enthaltend: Elektrostatik, Galvanismus, Magnetismus und Induktion, in der üblichen figurenreichen Ausstattung vorliegt. E. Bose.

L. Graetz, Die Elektrizität und ihre Anwendungen. 13. u. 14. Auflage. gr. 8. XVI u. 666 S. mit 590 Abbildungen. Stuttgart, J. Engelhorn. 1907. Gebunden M. 8,—.

Die ganz überaus vielseitige Anwendung und Verbreitung, welche die Elektrizität im Laufe der letzten Reihe von Jahren in ständig steigendem Maße gefunden hat, erweckt naturgemäß in immer weiteren Kreisen den Wunsch, über alles mit der Elektrizität im Zusammenhang Stehende in zusammenfassender und all-

gemeinverständlicher Form Belehrung zu finden. Diesem Wunsche wird das bekannte Graetzsche Werk „Die Elektrizität und ihre Anwendungen" in ausgezeichneter Weise gerecht und hat deshalb eine wohlverdiente Verbreitung gefunden, die am besten dadurch charakterisiert wird, daß es jetzt wieder in einer stattlichen Doppelauflage von 10 000 Exemplaren erscheint. E. Bose.

G. C. Schmidt, Die Kathodenstrahlen. (Die Wissenschaft. 2. Heft.) 2. verbesserte und vermehrte Auflage. 8. VI u. 127 S. mit 50 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1907. M. 3,—, gebunden M. 3,60.

Band II der Sammlung „Wissenschaft" liegt nach kurzer Zeit bereits in zweiter Auflage vor, ein Beweis, daß derselbe einem Bedürfnis entgegengekommen ist. In dieser neuen Auflage ist dem Fortschritt der Wissenschaft überall Rechnung getragen worden; ich erwähne z. B. den von Stark entdeckten Dopplereffekt an Kanalstrahlen, sowie die Untersuchungen von Gehrcke über „Anodenstrahlen".

Die Darstellung ist, ohne oberflächlich zu sein, in gutem Sinne populär.

Cl. Schaefer.

O. Dziobek, Die Grundlagen der Mechanik. gr. 8. VI u. 345 S. mit mehreren Abbildungen. Berlin, E. S. Mittler & Sohn. 1907. M. 6,—, geb. M. 7,—.

Das vorliegende Buch ist für den Unterricht an technischen Hochschulen bestimmt, und soll die Studierenden in möglichst einfacher, elementarer Weise, ohne es an Strenge fehlen zu lassen, in die Mechanik einführen. Dies Ziel wird in der Tat erreicht. Man hat beim Durchlesen vielfach den Eindruck, als ob man das lebendige Wort des Lehrers hörte, so einfach, anschaulich und eindringlich ist manches gehalten. Im letzten Paragraphen sind einige Irrtümer und Trugschlüsse analysiert. Das Buch kann daher empfohlen werden.

Cl. Schaefer.

Emil Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. Neunte verbesserte und vermehrte Auflage. XXII u. 430 S. Lex.-8. Mit 428 Originalabbildungen im Text. Tübingen, J. C. B. Mohr (Paul Siebeck). 1906. M. 7,—, in Lwd. M. 8,—

Die Vorzüge dieses nunmehr in neunter Auflage vorliegenden Lehrbuches sind so allgemein bekannt, daß es eigentlich genügt, auf das Erscheinen der neuen Ausgabe hinzuweisen. Das Werk ist mit gewohnter Sorgfalt durchgesehen und durch Zusätze und Änderungen dem gegenwärtigen Stande der physikalischen Forschung entsprechend gestaltet worden. Ein näheres Eingehen auf ein Buch, das wie dieses längst zum eisernen Bestande jeder physikalischen Bibliothek gehört, erscheint überflüssig. Max Iklé.

Berichtigung.

In unserer Abhandlung: A. Grau und F. Ruß, „Über die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogens zwischen Metallelektroden", diese Zeitschrift **9**, 108, 1908, sind zwei Druckfehler stehen geblieben.

Auf S. 108 Zeile 14 von oben, soll es heißen $c = 0$ und nicht $c = \vartheta$.

Ebenso ist auf S. 109 Gleichung (4)

$$(V - a - bI)^2 - 4W(c + dI) = 0$$

und nicht $= \vartheta$ zu setzen.

Außerdem füge ich noch hinzu, daß die Messungen bei einer Gasgeschwindigkeit von 310 Liter pro Stunde durchgeführt wurden. A. Grau.

Tagesereignisse.

Die Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik beging am 22. Februar den Tag ihres 10jährigen Bestehens durch eine Feier, bei der Geheimrat Klein die Festrede hielt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor Dipl.-Ing. Ernst Lewicki und der Privatdozent Dr.-Ing. Adolf Nägel zu ord. Professoren für Maschinenbau an der Technischen Hochschule Dresden, der Oberingenieur der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft „Union" in Wien Leo Kadrnozka zum Honorarprofessor für Elektrotechnik, speziell elektrische Bahnen, an der Technischen Hochschule München, der a. o. Professor der Physik und anorganischen Chemie an der Universität Leipzig Dr. Robert Luther zum ord. Professor der Photographie an der Technischen Hochschule Dresden, der a. o. Professor an der Universität Budapest Dr. Eugen Klupathy zum ord. Prof. der Experimentalphysik daselbst, Dr. Richard Hoffmann zum ständigen Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin.

Dem a. o. Professor der Physik an der Universität München Dr. Artur Korn ist die nachgesuchte Entlassung aus dem bayrischen Staatsdienste bewilligt worden.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Bonn Dr. Walter Kaufmann zum ord. Professor der Physik an der Universität Königsberg.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Geh. Hofrat Dr. Ludwig Wedekind, der wissenschaftliche Direktor des Belgischen meteorologischen Dienstes A. Lancaster in Brüssel-Uccle.

Gesuche.

Große Elektrizitäts-Gesellschaft sucht für die Eichstation ihrer Meßinstrumentenabteilung

jüngeren Meßtechniker

mit praktischen und theoretischen Erfahrungen. Angebote mit kurzem Lebenslauf, Angabe der Gehaltsansprüche und Referenzen erbeten a. d. Exped. ds. Ztg. unter **S. H. 265.**

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig
Druck von August Pries in Leipzig.